ORSAY
Série A
Nº 951

THESE

présentée

à l'Université de Paris - Sud
CENTRE D'ORSAY

pour obtenir

LE GRADE DE DOCTEUR ES-SCIENCES

par Henri VIDEAU

Développement de méthodes de reconnaissance
des formes adaptées aux chambres à bulles.
Etude de réactions d'échange d'hyper-charge à 4 GeV/c

Soutenue le 17.5.72 devant la Commission d'Examen

Président A. LAGARRIGUE

Examinateurs: P. LEHMANN, L. LEPRINCE-RINGUET
B.P. GREGORY, J. PRENTKI

T H E S E

présentée

A L A F A C U L T E D E S S C I E N C E S D ' O R S A Y

U N I V E R S I T E D E P A R I S

pour obtenir

e GRADE DE DOCTEUR ES-SCIENCES

par

Henri VIDEAU

-:-

Sujet : Développement de méthodes de reconnaissance de formes adaptées aux chambres à bulles. - Etude de réactions d'échange d'hypercharge à 4 GeV/c.

Soutenue le 17 mai 1972 devant la Commission d'Examen.

Président, A. LAGARRIGUE

Examiteurs, P. LEHMANN
L. LEPRINCE-RINGUET
B.P. GREGORY
J. PRENTKI

UNIV.
LEIDEN
BIBL.

PREMIERE PARTIE

INTRODUCTION

DEVELOPPEMENT DE METHODES DE RECONNAISSANCE DES FORMES ADAPTEES AUX CHAMBRES A BULLES

La chambre à bulles(*) visualise les traces de particules chargées et nous gardons mémoire de ces traces grâce à des vues stéréoscopiques de la chambre. Ainsi toute l'information que nous possédons sur une interaction est-elle contenue dans l'image sur le film des traces attachées à cette interaction. Pour interpréter un tel événement il nous faut donc extraire les paramètres physiques de l'étude de ces images. Ces paramètres définissent un point dans l'espace des phases.

Le projet de la physique est l'analyse statistique de la distribution de ces points expérimentaux dans l'espace des phases. Nous nous trouvons dans la situation où, pour évaluer l'intensité d'un courant électrique il nous faudrait identifier chaque électron. Notre problème est donc avant tout un problème de statistique et l'abondance des données est un point primordial. Un autre point tout aussi fondamental est que la détection et l'analyse des événements ne soient pas biaisées ou du moins le soient de façon claire. Ces deux objectifs sont difficilement compatibles avec les procédés manuels et tout naturellement nous rêvons d'un examen et d'une analyse automatique des photographies.

(*) où les autres types de chambres à traces ; en particulier les chambres à "streamers".

Ce rêve est déjà ancien et de nombreux instruments "automatiques" ont vu le jour et sont exploités actuellement. Citons le plus ancien d'entre eux : le Hough Powell Device, dont nous ne connaissons qu'une version vraiment automatique qui fonctionne à Berkeley (système D.A.P.R.) (tous les autres appareils de ce type usent peu ou prou d'une information extraite manuellement) ; l'échec des prétentions à l'automaticité intégrale du H.P.D a donné naissance à des appareils semi-automatiques comme le "Spiral Reader" puis à des instruments utilisant des tubes cathodiques et un opérateur pour les cas difficiles (Polly, PEPR, Coccinelle).

L'échec enregistré n'a pas son origine dans l'instrument même mais dans l'incapacité des programmes à analyser correctement l'image codée transmise au calculateur. C'est donc l'insuffisance des méthodes de reconnaissance des formes qui est en cause. Remarquons aussitôt qu'elles ne semblent pas avoir fait l'objet d'études très approfondies ; la technique utilisée est celle de l'histogramme, seule la stratégie d'utilisation de cette technique diffère d'un modèle à l'autre.

Nous avons repris à notre compte l'idée des méthodes de "préfiltrage" avancées depuis plusieurs années déjà, par le groupe H.P.D. du Collège de France en particulier, et avons réanalysé les descriptions intuitives qui en étaient données pour découvrir les fondements d'une méthode efficace. La qualité des programmes mis en oeuvre dans ce genre de technique s'est avérée un point crucial qui, sans doute, avait freiné la réflexion sur les principes, mal soutenue par des réalisations trop complexes.

Nous présentons dans cette partie non seulement une analyse méthodologique mais les moyens de réalisation pratique et les résultats préliminaires que nous avons obtenus. Ils nous ouvrent des perspectives très satisfaisantes.

C H A P I T R E I

CARACTERISTIQUES PHYSIQUES DES CLICHES DE CHAMBRE A BULLES ET DES "IMAGES DIGITALES" QUE L'ON EN TIRE.

Nous désignons sous le vocable "image digitale" la suite de coordonnées fournie par l'appareil qui analyse le cliché photographique. C'est à partir de cette image que nous allons effectuer tout notre travail d'analyse, à l'aide d'un calculateur dans la mémoire duquel nous l'aurons introduite. Pour réaliser des algorithmes de reconnaissance des formes, simples, efficaces, rapides et bien adaptés aux calculateurs numériques, la pratique nous a montré qu'il faut, dans chaque cas particulier, tirer profit de toute l'information dont on dispose a priori. Mettre en évidence la spécificité de notre problème est le but de ce premier chapitre.

Beaucoup des caractéristiques de l'image digitale ont leur origine dans le cliché photographique même(*) mais elle porte aussi l'empreinte de sa "digitalisation" ; nous devrons détailler les phases successives du traitement pour cerner au mieux l'information dont nous disposons. Rappelons-les succintement : prise de photographies de la chambre, transformation des points noirs(**) en couples de coordonnées à l'aide d'un

---

(*) La photographie de chambre à bulles est prise comme la source de notre information. Nous n'aborderons pas le problème de l'obtention de clichés de la chambre.

(**) Quand le fond est blanc. Le cas contraire se rencontre aussi, en particulier lorsque les clichés ont subi un développement inversé, ou lorsque le fond de la chambre est tapissé de "scotchlite".

appareil "digitaliseur", ici le HPD(*) du Collège de France, extraction des traces intéressantes et des croix (le "signal"). Les résultats de ces trois étapes successives sont représentés sur les planches I-1, I-3, I-2. Examinons donc les aspects de l'information présente à ces trois stades : la photographie, après le HPD, le signal.

A) La photographie.

Elle porte toute l'information que nous pouvons utiliser sur les trajectoires des particules étudiées et les repères de la chambre, mais aussi un bruit de fond composé des traces d'autres particules, des rayures du film, des poussières etc... Selon l'échelle à laquelle nous l'examinons nous découvrons soit, à fort grossissement, une structure "discrète", les grains de l'émulsion sensible, soit une structure continue qui s'analyse en domaines opaques de formes diverses. C'est là la base de notre information ; ces domaines vont s'arranger en marques fiducielles, en traces et en parasites divers. Un homme sait, à l'oeil, distinguer les traces par leur aspect d'alignements granulaires bien réguliers. Un nouvel échelon de structure se manifeste ensuite : celui pour lequel les traces apparaissent comme arcs de courbe (élément unidimensionel aisément paramétrable). Il s'oppose au précédent où les grains (bulles ou "streamers"(**) (***) apparaissaient distincts. Les traces elles-mêmes s'articulent par leurs extrémités selon une nouvelle structure : les événements et leurs "topologies".

(*) Hough Powell Device du nom de ses créateurs. Pour tout détail sur cet appareil consulter la thèse de C. Guignard (ref. 4).

(**) Flammes créées par les avalanches d'électrons nées de l'ionisation d'un gaz par une particule.

(***) Les repères ne présentent pas une telle structure.

Avec les émulsions et le grandissement utilisés, nous pouvons négliger le grain de la photographie.

Nous disposons donc de trois échelons de structure selon lesquels nous pouvons analyser un cliché.

1) la structure qui isole chaque bulle. Son étude pour un élément donné de la structure d'échelon supérieur, trace, nous fournit une indication d'ionisation.

2) celle qui associe les bulles en une même trace.

3) celle qui corrèle, en particulier par leurs points singuliers (apex, points d'arrêt), les traces en événements.

Notre effort portera surtout sur l'échelon 2) et la détermination des extrémités des traces qui fournissent les éléments essentiels d'une analyse selon l'échelon 3).

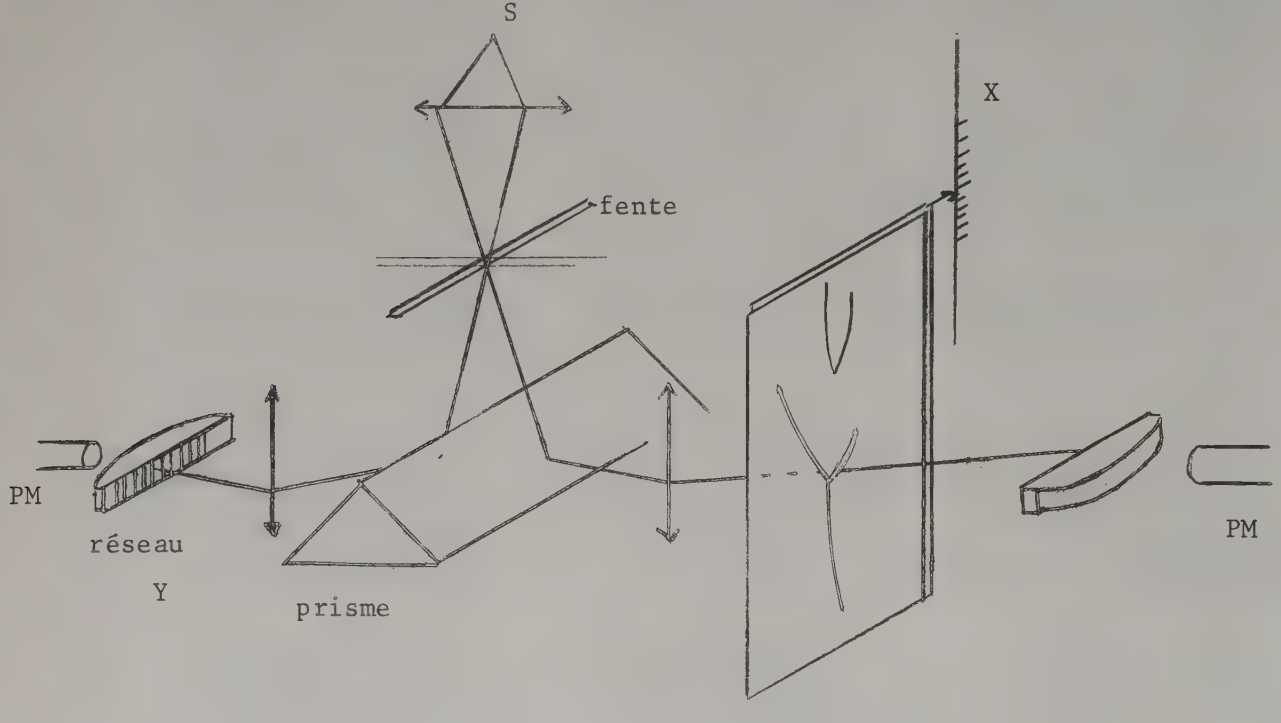
Nous pouvons aisément représenter ces différents niveaux :

1èr échelon 2ème échelon 3ème échelon

Toutes ces structures s'inscrivent naturellement dans la topologie sous-jacente du plan de la photographie.

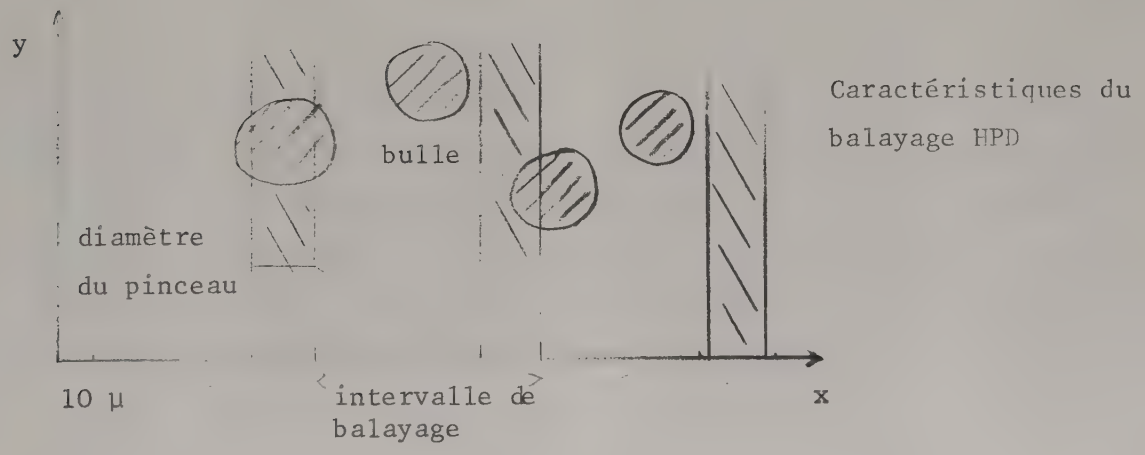
B) Le traitement au H.P.D.

Décrivons brièvement cet appareil : un faisceau lumineux est divisé en deux pinceaux, l'un d'eux décrit un segment de droite vertical(*) (normal) ou horizontal (anormal), avec une période τ, sur le film fixé à une platine mobile qui se déplace horizontalement (normal) ou verticalement (anormal) en avançant d'un certain interligne i pendant la période τ; l'autre décrit un réseau, dont les franges sont comptées et fournissent la position du premier pinceau sur le film. Le déplacement de la platine est codé et donne l'une des coordonnées, l'autre est fournie par le réseau lorsque le spot d'exploration a rencontré une opacité sur le film.



(*) Le faisceau de particules est parallèle aux bords du film qui se déroule dans un plan horizontal ; vertical est donc ici synonyme de perpendiculaire au faisceau.

La description et le schéma précédent font apparaître certaines caractéristiques très importantes pour la technique de traitement à utiliser par la suite. Les points fournis par cet appareil seront alignés sur des segments parallèles séparés par des intervalles constants. Ainsi la coordonnée x n'est transmise que pour chaque segment et non pour chaque digitisation. Elle est mesurée avec une précision de 2 μ. Le rapport de la valeur de cet intervalle à la taille moyenne des opacités et à leur distance typique est crucial. Il est, dans le cas qui nous intéresse, de l'ordre de 2 à 3, le diamètre de la section du pinceau étant un peu plus faible que celui des bulles (15 μ). Nous ne mesurons donc pas une forte proportion des bulles(*), et, si le nombre de points par photographie est acceptable (≤ 24.000), nous perdons la commodité apportée par une étude locale des structures d'échelon 1 : distinction immédiate entre traces et traits continus, même sur un très petit domaine.



(*) Dans une expérience qui vient de commencer nous mesurons des photographies de "streamers" en rendant le pas du balayage presque égal au diamètre du pinceau (20 μ).

Selon Y le pinceau balaye de façon continue. La précision donnée par les franges du réseau est de 1,6 µ. Après délivrance d'une coordonnée Y il y a un temps mort de détection ; la distance minimum entre deux points d'une même ligne est de l'ordre de quelques diamètres de bulle.
Le point transmis pour rendre compte d'une opacité est obtenu en cherchant le centre du signal qui résulte de l'occultation du spot dans la mesure ou l'opacité est assez profonde (coupure à seuil asservi), assez large (la taille du spot ramène ce critère au premier), assez étroite (au-delà d'une certaine taille elles sont rejetées ou effacées par l'asservissement au fond) ; cela constitue déjà un filtrage de la photographie.

Les signaux que nous cherchons sont alors des ensembles presque unidimensionnels de points dont la dispersion latérale est caractéristique. Cette dernière nous permet, seule, de distinguer les signaux cherchés des rayures ou autres amas linéaires, du moins à cet échelon de structure. C'est pouquoi il nous faudra le plus souvent faire intervenir des contraintes extérieures (prélocalisation) ou des structures d'échelon trois (passage par un apex).

En conclusion nous avons deux nécessités contradictoires: garder le maximum d'information contenue dans la photographie, réduire l'information transmise pour qu'elle soit aisément manipulable. Le H.P.D. offre une certaine plage de réglage grâce à son interligne variable et ne transforme ni ne réduit trop radicalement l'information de la photographie (comme certains appareils à spot en bâtonnet le font). C'est donc un bon outil pour nous fournir le substrat d'une étude de reconnaissance de formes.

C) Le signal, ses divers aspects.

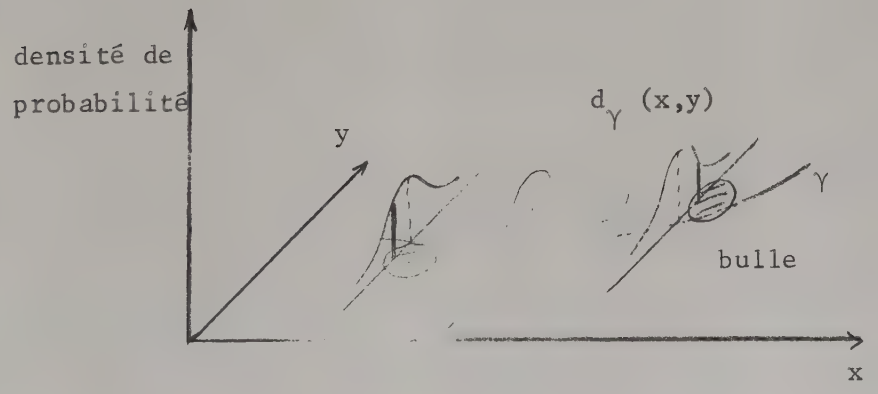
Suivant le contexte ce mot peut recouvrir des notions très différentes. Il peut s'agir

- soit de la projection sur le film de la trajectoire d'une particule, c'est-à-dire une courbe plane γ,
- soit de la probabilité d'observer une bulle, ou une digitisation, correspondant à la particule, c'est-à-dire d'une fonction de densité à deux variables que l'on peut noter, en définissant implicitement γ par $\Gamma(x, y) = 0$.

$$d_\gamma (x,y) = \int E (x, x_o, y, y_o)\delta \Big(\Gamma(x_o, y_o) \Big) \, dx_o \, dy_o$$

si $E (x, x_o, y, y_o) = E_r (x - x_o, y - y_o)$ (*) $d_\gamma = E_r * \delta(\Gamma)$

où E est une fonction d'erreur qui rend compte de la dispersion des digitisations autour de γ. La figure ci-dessous éclaire cette définition.



(*) Le choix d'une variable $y - y_o$ est lié au balayage par lignes.

- Soit enfin de l'ensemble des n bulles (ou digitisations) laissées par la particule à son passage ; c'est-à-dire un ensemble de n points du plan "associés" à la particule, ou la réalisation de n tirages successifs suivant la loi d_γ (x, y).

Nous pouvons remarquer que les différents échelons de structure détaillés lors de la description de la photographie (§ A) se retrouvent ici dans la définition du signal. L'échelon 1 où les bulles apparaissent distinctes correspond aux tirages successifs selon la densité d_γ (x, y), l'échelon 2 ne met plus en valeur que la trajectoire γ dans son ensemble, l'échelon 3 fait apparaître l'ensemble des γ_i s'articulant en un événement (ou une réaction). Une croix de repérage, forme géométrique prédéfinie n'est qu'un cas particulier où la probabilité d'avoir une digitisation sur une ligne est proche de 1.

Pour la suite, la définition essentielle sera celle de la densité de probabilité. Le caractère aléatoire de la distribution des digitisations provient d'un grand nombre de fluctuations cumulées:

- déplacement dans la chambre à bulles des ions créés par la particule,
- croissance et déplacement des bulles,
- tourbillons locaux,
- sensibilisation et déformation de l'émulsion,
- fluctuation du circuit de détection du H.P.D. etc...

Remarquons que la variable x ne prend que des valeurs discrètes x_i en raison du balayage par lignes (x_i est l'abscisse de la ligne).

La forme exacte de d_γ (x, y) en fonction de y[*] n'est pas cruciale en raison du faible nombre de tirages dont nous disposons localement ; nous pouvons la supposer essentiellement gaussienne centrée sur γ et la caractériser par sa demi-largeur. Pour des traces en chambre à bulles cette demi-largeur est voisine de 7 ou 8 μ ; pour des traces en chambre à streamers c'est plutôt une quinzaine de microns et les segments de droite des repères donnent à peu près 3 μ. L'important est que, indépendamment de la forme précise de d_γ, un point éloigné de γ de plus de deux fois et demi cette demi largeur n'est presque surement pas du signal mais du fond.

Nous disposons maintenant des éléments descriptifs nécessaires et pouvons aborder l'analyse des méthodes de traitement des signaux ainsi présentés.

(*) Nous utilisons y en raison de la structure par lignes du balayage. Il suffit que y ne soit pas la direction tangente à la courbe γ.

CHAPITRE II

LES METHODES MATHEMATIQUES

Nous allons décrire dans ce chapitre les principes des méthodes de filtrage(*) - nous dirons des "filtres" - que nous avons élaborées nous utilisons. Nous engloberons ce faisant les procédés actuellement utilisés, tels du moins qu'on les trouve dans les programmes "Filtre" du Collège de France, de Saclay ou du CERN, et montrerons qu'ils constituent le traitement le plus grossier mais aussi le plus simple dans la hiérarchie que l'on peut construire. Nous nous attacherons essentiellement à décrire l'échelon immédiatement supérieur que nous appellerons méthode de corrélation à 1 point, les procédés usuels à base d'histogrammes portant le nom de méthode de corrélation à 0 point. Cependant notons qu'il s'agit là d'un problème de reconnaissance des formes bien particulier et si les techniques utilisées présentent des points communs avec celles utilisées dans d'autres disciplines_comme le traitement des photographies aériennes, des échos radars ou d'images TV_la nature des données et les fondements des méthodes sont différents. Rappelons enfin que les principes élaborés n'ont de sens que s'ils mènent à des algorithmes efficaces et adaptés à des calculateurs numériques ; en conséquence leur valeur ne peut se juger qu'au vu des techniques de programmation que nous savons mettre en oeuvre.

(*) L'opération de filtrage consiste à extraire de l'ensemble des digitisations d'un cliché de chambre à bulles celles qui font partie d'un "signal" donné, par exemple une trace ou une marque fiducielle.

A) Position du problème.

Notre but est de résoudre un problème de physique : attacher à une particule un certain nombre de quantités qui déterminent, partiellement du moins, la trajectoire γ de la particule. Pouvons-nous l'ignorer et chercher à reconstruire la projection de γ point par point ? Il est possible sans information a priori de suivre une route sur une photographie aérienne mais ici la quantité d'information dont nous disposons (10 à 15 bulles par centimètre de trace sur la photographie) est faible à l'échelle des structures que nous entendons étudier(*) et nous devons faire appel à la "régularité" de la trace pour la suivre. Nous savons que γ est déterminée par un petit nombre de paramètres et qu'elle est une fonction "régulière" de ces paramètres.

- Remarque 1.

Cette paramétrabilité "simple" permet d'approcher γ localement, mais sur des zones grandes devant la distance de deux bulles, par des courbes d'équation polynomiale ou fractionnaire de degré bas. Cela nous évite de devoir utiliser par l'intermédiaire d'une reconstruction géométrique et cinématique(**) les paramètres physiques et les constantes caractéristiques du détecteur (champ magnétique, distorsions, ...) pour évaluer la forme de γ.

(*) Dans les problèmes classiques de filtrage le signal est une fonction continue ou échantillonnée. Le "bruit de fond aléatoire" apparaît comme de petites fluctuations rapides du signal, ici ce bruit de fond lorsqu'il existe est infiniment grand devant le signal puisque nous avons une distribution de points.

(**) Elle est réalisée pour les chambres à bulles dans des programmes spécialisés et indépendants (Thresh et Grind du CERN). Le seul dialogue avec le filtrage est un diagnostic d'erreur à la reconstruction. Pour l'expérience en cours avec des chambres à streamers (désintégrations leptoniques des hypérons) ces programmes sont intégrés au Filtre.

Définissons pour la suite par $S = \{s\}$ l'espace dans lequel varient les paramètres s définissant le signal γ :

$$s \in S \rightarrow \gamma_s$$

Par exemple lorsque le signal γ est une droite de direction connue, S est un espace à 1 dimension et on peut prendre comme paramètre s l'ordonnée y_o du point de γ d'abscisse x_o.

S est l'espace des signaux correspondant à une "forme" paramétrique donnée. Notre tâche est de déterminer l'existence et les coordonnées $s_1 \ldots s_n$ de tous les signaux de cette forme $\gamma_{s_1} \ldots \gamma_{s_n}$ qui se trouvent dans l'image que nous explorons.

- Remarque 2.

Il est possible de séparer dans le domaine $\{X\}$ que nous filtrons les points (x, y) qui "appartiennent" de façon non ambigüe soit au signal cherché soit au fond, et les points ambigus. Ils forment trois sous-ensembles disjoints notés respectivement $\mathcal{S}$, $\mathcal{F}$, $\mathcal{A}$ dont la somme constitue l'ensemble des digitisations. Cela est très important et résulte du fait qu'au voisinage de la trace γ la densité de probabilité du signal d_γ (x, y) est en général très supérieure à celle d'un "fond" (*) qui est soit diffus, soit très localisé s'il s'agit d'une autre trace, d'une tache ou d'une rayure de l'émulsion. La planche I - 3 illustre très clairement ce fait que nous schématisons ci-après.

(*) Le "fond" aléatoire est relativement très peu important. L'essentiel est donc de savoir relier les digitisations de chaque trace entre elles alors même que de nombreuses traces se recoupent en tous sens.

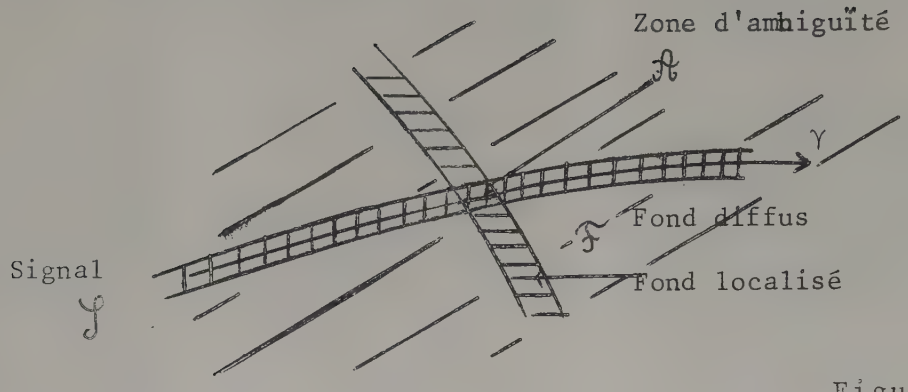


Figure 1

Nous voyons ainsi que les zones d'ambiguité sont également très localisées. Elles résultent en général de l'intersection de deux traces. Nous pouvons exprimer quantitativement ces considérations en remarquant que la densité de probabilité pour l'ensemble des digitisations d_T (x, y) s'exprime en un point donné du domaine comme la somme des densités respectives du fond d_f (x, y) et du signal d_γ (x, y). Il est important de noter que lorsque cette densité est élevée il se manifeste une saturation (au niveau de la digitalisation) surtout sensible dans les zones d'ambiguités ainsi :

(2. 1) $$d_T(x, y) \simeq d_\gamma(x, y) + d_f(x, y) \quad \text{si} \quad (x, y) \in \mathcal{S} \cup \mathcal{F}$$

(2. 2) mais $$d_T(x, y) < d_\gamma(x, y) + d_f(x, y) \quad \text{si} \quad (x, y) \in \mathcal{A}$$

Les "points du signal" $\mathcal{S}$ et ceux du fond se définissent alors respectivement par

(2. 3) $$\frac{d_\gamma}{d_T} > \text{seuil} \qquad \text{ou} \qquad \frac{d_f}{d_T} > \text{seuil}$$

ce qui reste est le domaine d'ambiguité $\mathcal{A}$. D'après ce que nous avons vu dans le chapitre précédent un seuil très élevé - disons 95 % - définit une bande de signal $\mathcal{S}$ étroite - de l'ordre de 14 μ - Le domaine d'ambiguité reste néanmoins restreint par rapport au domaine du signal.

En vertu des deux remarques précédentes il semble possible de dégager de l'ensemble des digitisations celles qui appartiennent de façon non ambigüe à un signal donné, prouvant par là-même l'existence de ce signal. Le but d'une telle opération de filtrage est alors de répartir séquentiellement entre les différents signaux les digitisations de la photographie analysée. Nous remplaçons ainsi la structure en lignes donnée à la digitalisation par une structure en signaux, les signaux, déterminés par l'ensemble de leurs points non ambigus, se succèdant dans un ordre donné. C'est sans doute la façon la plus adéquate de fournir toute l'information nécessaire aux programmes de reconstruction qui succèdent au filtre.

Nous allons montrer par quels procédés nous entendons réaliser une telle opération.

B) Techniques mathématiques utilisées pour le filtrage.

1) Définition d'une fonction de corrélation points-signal notée H.

Reprenons les éléments du problème tels qu'ils ont été énoncés au paragraphe précédent. Connaissant l'espace S des signaux correspondant à une forme donnée et la densité totale des digitisations d_T, nous cherchons à déterminer si chaque point(*) $X = (x, y)$ du domaine appartient à un signal particulier γ_s de coordonnées $s = \{\sigma_1, \sigma_2, .., \sigma_n\}$ dans S. Il s'agit donc de calculer une "fonction discriminante" ou "poids",

---

(*) en fait nous ne nous posons un tel problème qu'en chaque point ou l'on observe une digitisation, ou bien aux noeuds d'un réseau par lesquels nous échantillonnons le domaine.

soit $p = H(X)$ qui projette l'ensemble des digitisations sur l'espace des poids. Une fonction réelle munie d'un seuil (la zone du signal $\mathcal{S}$ a été définie par un seuil en probabilité autour de γ_s) est équivalente à une projection sur l'ensemble à deux éléments. Nous pouvons donc dire que H projette tout $X \in \mathcal{S}$ en a et tout $X \notin \mathcal{S}$ en b.

Explicitons les variables dont peut dépendre la fonction H.

$$(2.\ 4) \qquad p = H_s\ (s\ |X|\ d_T) = H_s\ (\sigma^1, \sigma^2, \ldots \sigma^n\ |x, y|\ d_T)$$

Rappelons l'additivité des signaux et des fonds qui peut s'écrire en tenant compte de la présence de plusieurs signaux $\gamma_1, \ldots, \gamma_P$ et de plusieurs fonds indépendants : $f_1, \ldots, f_K$.

$$(2.\ 5) \qquad d_T = d_{\gamma_1} + \ldots + d_{\gamma_P} + d_{f_1} + \ldots + d_{f_K}$$

Nous supposerons que la famille de signaux S n'est pas dégénérée au point X. Alors les signaux γ_s passant en ce point ne dépendent plus que de n - 1 paramètres l'un d'entre eux, disons le premier σ^1, étant fonction de X. Nous savons que le point X appartient, au plus, à une région $\mathcal{S}_i$, très étroite, correspondant à γ_{s_i} ; s_i est donc presque défini par :

$$(2.\ 6) \qquad s_i = \{\sigma^1(X), \sigma^2, \ldots, \sigma^n\} + \delta_s \quad \text{où} \quad \delta_s \text{ est infiniment petit.}$$

Dans le cas particulier où le signal ne dépend que d'un paramètre (n = 1) nous obtenons en négligeant δ_s et en portant (2.6) dans (2. 4) une remarquable simplification

$$(2.\ 7) \qquad p = H_s\ (\sigma^1\ (X)\ |X|\ d_T)$$

Ce poids p calculé en X sur une distribution d_T donnée ne dépend plus d'aucun paramètre. Pour nous ramener, dans le cas général, à une expression similaire il suffit de ne plus calculer, comme dans la formule (2. 4), une fonction de test pour un point, mais pour un couple de points, ou plus généralement un quelconque sous-ensemble $X_1, X_2, \ldots, X_n$.

$$(2.\ 8) \qquad p(s) = H_s\ (\sigma^1, \sigma^2, \ldots, \sigma^n\ |X_1, X_2, \ldots, X_n|\ d_T)$$

soit, en suivant le raisonnement explicité dans les formules (2. 6) et (2. 7),

$$(2.\ 9) \qquad p = H_s \left(s\ (X_1, X_2, \ldots, X_n)\ |X_1, X_2, \ldots, X_n|\ d_T \right)$$

L'exemple suivant illustrera et éclairera par comparaison ces méthodes qui sont bien plus simples qu'elles n'en ont l'air :

> Si nous cherchons un cercle de rayon quelconque passant par notre point X nous pouvons suivre deux voies : la première correspondant aux formules (2. 6) et (2. 4) consiste à faire varier les paramètres libres ; pente de la tangente au point X, rayon du cercle, jusqu'à obtenir le poids a caractéristique d'un signal.
> Dans la seconde nous associons à X deux autres points X_1 et X_2 et cherchons si le cercle passant par ces trois points nous donne un poids a.

Si ces deux méthodes sont presque équivalentes du point de vue mathématique, en pratique elles diffèrent beaucoup. La première consiste en chaque point, donc n fois, à faire varier un point dans l'espace à p - 1 dimensions des paramètres(*). La seconde consiste à calculer une fonction pour C_n^p combinaisons de points.

(*) Nous faisons varier ce point discrétement selon les mailles d'un réseau aux noeuds duquel nous évaluons la fonction poids.

Le choix dépend donc crucialement du nombre de points dans le domaine à étudier. S'il est très grand le signal est bien défini localement donc peut être approché avec un petit nombre de paramètres et la première méthode est plus rapide ; s'il est petit le nombre de combinaisons(*) est assez faible et la deuxième méthode est préférable.

La méthode générale introduite par les formules (2. 8) et (2. 9) peut donc se comprendre comme une étude de la probabilité pour qu'un ensemble de n points appartienne à un signal contenu dans la distribution d_T. Nous l'appellerons méthode de corrélation à n points.

Remarquons que les procédés classiques de filtrage par histogramme relèvent d'une méthode de corrélation à 0 point . Nous allons développer celle à 1 point(**), sans rien enlever d'ailleurs à la généralité de notre démarche.

2) Propriétés de H ; sa construction ; les "formes" de filtrage.

Au point X la fonction H définie par la formule (2. 7) se réduit à :

$$\begin{aligned} &H(d_s) = a \qquad \text{si } \sigma_1(X) - \delta_s < s < \sigma_1(X) + \delta_s \\ &H(d_{\ }) = b \qquad \text{dans tous les autres cas.} \end{aligned} \tag{2. 10}$$

Notons qu'un signal éloigné de X est équivalent à un fond(***). Les propriétés de H peuvent se déduire de l'examen de la loi L induite dans l'espace des poids par l'addition des distributions de probabilité.

(*) En tout état de cause nous ne combinons que des points tels que la forme locale qu'ils déterminent soit à l'échelle de la structure étudiée. C'est pourquoi les combinaisons utiles ne sont qu'une fraction faible du total.

(**) Le germe de cette méthode était contenu dans les procédés de "préfiltrage" que nous a exposé B. Equer. Pour cette question voir la référence 29.

(***) Cela n'est pas toujours exact, nous pouvons définir H sur un domaine disconnexe.

(2. 11) $H(d_1 + d_2) = H(d_1)\ L\ H(d_2)$.

(2. 12) $b_1 = b_2$ et $b\ L\ b = b$ car fond = fond et fond + fond → fond.

(2. 13) $a_1\ L\ b_1 = a_2$ car fond + signal → signal.

Pour $a_1\ L\ a_2$ la loi n'est pas aussi clairement imposée. Nous pouvons envisager deux choix cohérents :

α) $a_1 = a_2$ et $a\ L\ a = a$. Un signal quel qu'il soit a le même poids. Notre ensemble des poids a deux éléments (a, b) ; il est isomorphe à (0, 1), et la loi L est la multiplication booléenne.

β) $a_1\ L\ a_2 = a_3$ avec $a_3 > a_1$ et $a_3 > a_2$.
Le poids du signal est une fonction croissante (que l'on peut supposer continue) de son intensité. Nous avons donc $b \prec a$ $\forall a$ et l'espace des poids est inclus dans la demi-droite $]b + \infty[$.
Il est alors naturel d'imposer la condition :

(2. 14) $H(d_s) \to b$ si $d_s \to 0$

car lorsque l'intensité du signal tend vers zéro, il se noie dans le fond. Remarquons que l'introduction d'une coupure (seuil = $c > b$) nous ramène au cas précédent de l'espace à deux éléments ($> c$, $< c$) en rejetant comme fond les signaux de poids insuffisant.

La propriété essentielle de notre fonction de poids est la faculté de discriminer le signal du fond. Elle n'est pas affectée par une application continue et monotone de l'espace des poids sur lui-même.

Il est donc légitime de choisir l'espace des poids dans lequel les propriétés précédentes de (2. 10) à (2. 14) s'expriment le plus simplement, c'est-à-dire celui où la loi L est l'addition. L'opérateur H est alors une application linéaire de l'espace des distributions dans l'espace des poids :

$$(2.\ 15)\quad H(\alpha d + \beta d') = \alpha\, H(d) + \beta\, H(d')$$

et quelque soit le fond d_f :

$$(2.\ 16)\quad H(d_f) = 0 \quad \text{car} \quad H(0) = 0$$

Il peut donc être défini comme une mesure sur l'espace des distributions de probabilité et la formule (2. 7) s'écrit alors :

$$(2.\ 17)\quad p = \int \mu_s(x, y \mid \xi, \eta)\, d_T(\xi, \eta)\, d\xi\, d\eta$$

Il est aisé d'indiquer les propriétés générales de μ qui la déterminent grossièrement. Pour guider notre description nous figurons ci-dessous l'allure d'une telle mesure à ξ constant et en fonction de $s(\xi, \eta)$.

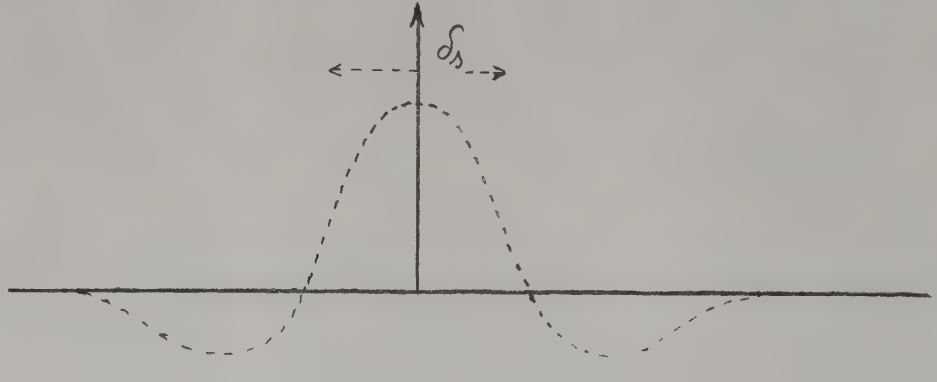


Figure 2

1) μ doit s'annuler(*) aux points (ξ, η) très éloignés du point étudié (sur la figure pour $|s(\xi, \eta)| > s_M$) sinon les signaux lointains auraient une influence locale(**).

2) μ ne doit prendre de valeurs positives importantes que dans la région où le signal est lui-même important : $|s| < s(x, y)+\delta_s$.

3) Pour qu'au moins les fonds plats $d_f(x, y)$ = constante aient un poids nul, il faut que μ prenne des valeurs négatives(***) de telle façon que : $\int \mu_s \, d\xi \, d\eta = 0$; nous la normons alors par $\int |\mu_s| = 1$.

Donnons immédiatement un exemple simple.

Les γ_s sont des droites $y = y_o$ et le fond plat ou formé de droites $x = ay + b$, Nous remarquons alors que notre seul paramètre est $\sigma(x, y) = y$ et que μ est invariant dans une translation parallèle à l'axe des x donc $\mu_s(x, y \,|\xi, \eta) = \mu_s (y - \eta)$. La largeur du signal étant nulle, la "largeur" de μ n'est liée qu'au pas δ_s de l'exploration dans l'espace du paramètre. Ce paramètre étant y, pour chaque point du signal nous sommes sur la droite et $\delta_s = 0$. Ce n'est qu'en raison de la largeur expérimentale de la distribution des points autour de la droite que nous devons donner une largeur non nulle à μ. Ainsi au lieu d'avoir $\mu = \delta(y) - \frac{1}{2} (\delta (y + \varepsilon) + \delta(y - \varepsilon))$ où ε est petit, nous utilisons une approximation en escalier d'une telle distribution. C'est ce que nous avons dessiné figure 3.

(*) Lorsque μ est utilisée pour construire un estimateur elle s'applique à une somme de fonctions de Dirac. μ sera alors prise dans l'ensemble des fonctions continues sauf sur un nombre fini de courbes.

(**) Nous ne pouvons le faire que si nous connaissons a priori une telle correlation. Nous l'avons fait dans la recherche des croix.

(***) Cela implique l'existence de poids négatifs au voisinage d'un signal. Nous prenons alors Max {H(x), 0} qui est toujours linéaire.

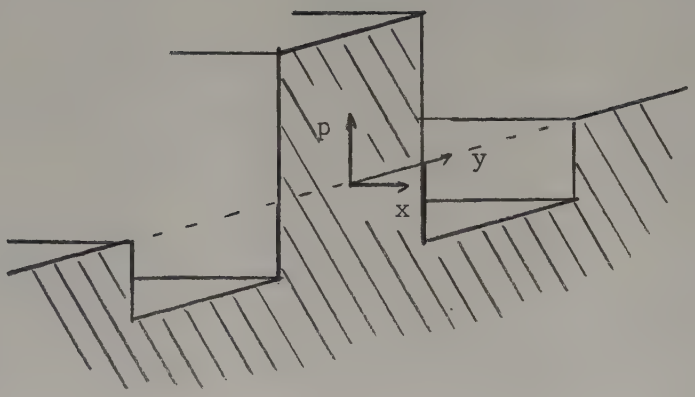


Figure 3

3) Estimation des poids à partir des distributions de digitisation.

Jusqu'à présent nous avons suivi le point de vue probabiliste où l'image est représentée par une densité de probabilité d_T. Passons au cas concret où les données sont une distribution P de N points

$$P = \left\{ X_1, X_2, \ldots X_N \right\} \quad \text{ou} \quad \frac{1}{N} \sum_{i=1}^{N} \delta(X - X_i)$$

tirés suivant la densité de probabilité d_T. Nous savons comment construire des estimateurs pour toute quantité dépendant d'une densité de probabilité d_T. Dans le cas d'une expression linéaire telle que (2. 17) cela est particulièrement simple , en utilisant l'estimation par moments. L'estimateur de p s'écrit alors

$$(2.\ 18) \qquad p' = \mathcal{E}(p) = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^{N} \mu_s(x, y|X_i) = \int \mu\, P \quad \text{notons } p' = h(x,y)$$

μ n'étant définie qu'à un facteur près, le nombre total de digitisations N est sans importance. Le carré de l'erreur sur un tel moment s'écrit classiquement

$$(2.\ 19) \qquad \left(\int \mu^2\, P - \left(\int \mu\, P \right)^2 \right)$$

Vu la manière dont μ est normée cette erreur est d'autant plus petite que le domaine où μ n'est pas nulle est plus grand c'est-à-dire que le nombre de digitisations est plus grand. Pour réduire l'erreur nous devons donc étendre la mesure :

- le long de γ_s si cela nous est possible dans la mesure où l'approximation utilisée "colle" au signal réel,

- dans la direction perpendiculaire.

Elargir la partie positive de μ améliore l'erreur mais diminue la résolution ; il nous faut adapter μ à la résolution expérimentale du signal. La partie négative peut par contre être élargie jusqu'à concurrence de la distance où l'on ne pense pas rencontrer d'autre signal. Nous traiterons ces problèmes pratiques dans le paragraphe suivant.

Nous allons examiner maintenant l'incidence de ces erreurs sur la discrimination entre le signal et le fond. Considérons une distribution de signal S et une distribution de fond F. Pour un point du signal, la partie positive de μ porte sur S + F la partie négative sur F seulement. Pour un point du fond, les deux portent sur F.

Le carré de l'erreur en un point de S s'écrit :

$$(2.\ 20)\quad \int \mu^2\ (S + F) - \left(\int \mu\ S\right)^2 = \int_{\mu>0} \mu^2 (S + F) - \left(\int_{\mu>0} \mu S\right)^2 + \int_{\mu<0} \mu^2\ F$$

et en un point de F,

$$(2.\ 21)\quad \int \mu^2\ F \quad .$$

Nous obtenons ainsi une distribution de poids sur la droite réelle (voir planche II-1) ; pour qu'une discrimination soit possible il faut que le poids du signal soit supérieur à un certain nombre de fois l'erreur sur

l'estimation du fond soit :

$$(2.\ 22) \qquad \int \mu\ S \ > \ a\left[\int \mu^2\ F\right]^{1/2}$$

or $\int \mu^2\ F$ est très sensible au nombre de points du fond. Faire une coupure à la valeur $a\left[\int \mu^2\ F\right]^{1/2}$ si elle ne tue pas le signal l'amputerait néanmoins fortement si nous ne vérifions pas :

$$(2.\ 23) \qquad \int \mu\ S - a\left(\int \mu^2\ (S + F) - \int (\mu\ S)^2\right)^{1/2} \geqslant a\left(\int \mu^2\ F\right)^{1/2}$$

En fait nous pouvons montrer qu'un processus d'itération peut améliorer considérablement cette discrimination en ne nécessitant plus que la condition :

$$(2.\ 25) \qquad \int \mu\ S > a\left(\int \mu^2\ S - \left(\int \mu\ S\right)^2\right)^{1/2}$$

Remarquons que (2. 23) se réduit à (2.25) si $\int \mu^2\ F$ est nul.

Si la répartition du fond est plate nous pouvons écrire

$\int \mu^2\ F = \dfrac{N_F}{N_S + N_F} \int \mu^2\ 1$ où N_F représente le nombre de points du fond.

Effectuons une coupure à $\varepsilon > 0$ petit. Nous coupons la moitié des points du fond sans toucher au signal. Appliquons à nouveau : sur la distribution ainsi épurée ; le fond étant aléatoire se redistribue autour de 0 mais il y en a deux fois moins et son étalement est plus faible que précédemment. Ainsi par itérations successives pouvons-nous éliminer le fond totalement et donc faire une discrimination parfaite. Nous appellerons filtre une telle opération. La présence d'un résidu à cette opération prouve l'existence d'un ou de plusieurs signaux.

En pratique il n'en est pas tout à fait ainsi car le fond peut se biaiser au cours des itérations et ne pas redonner, à chaque itération, une distribution symétrique autour de 0. En particulier lorsque son importance devient très faible notre raisonnement n'est plus valable ; c'est pourquoi nous utilisons une coupure pas trop petite susceptible d'éliminer les aléas des très faibles statistiques (nous examinerons ce problème pratique dans le paragraphe suivant).

4) Disons un mot des méthodes par lesquelles nous réduisons le nombre de paramètres d'une forme.

Elles consistent essentiellement à utiliser l'information a priori ou l'information acquise. Ainsi nous pouvons savoir que les traces du faisceau entrent dans la chambre à bulles sous un angle donné et avec une courbure donnée ; nous n'avons plus alors qu'un paramètre libre : l'ordonnée du point d'intersection de la trace avec un plan x = constante. Mais c'est surtout de l'utilisation de la paramétrabilité des traces par des méthodes d'extrapolation que nous voulons parler. Nous pouvons "filtrer" un élément de trace en ne connaissant de lui qu'un approximant d'ordre très bas , par exemple sa tangente, puis ajuster sur les points du signal isolé un approximant d'ordre supérieur qui nous permet de connaître la forme du signal sur une plus grande étendue et donc de filtrer à nouveau et ainsi de suite jusqu'à épuisement de la trace. Il nous suffit donc d'identifier chaque trace par un élément puis de la suivre ; pour cela nous pouvons utiliser comme formes des familles de courbes à un paramètre susceptibles d'être tangentes à la plupart des traces cherchées.

5) Séparation des signaux.

Nous savons donc éliminer les points du fond mais plusieurs signaux de même forme peuvent être filtrés simultanément. Il nous faut alors les séparer. La fonction $h_s(X, D_F)$ nous le permet. Nous notons par D_F la distribution de points filtrée. Cette fonction est définie en tout point du domaine du plan où nous avons effectué l'opération de filtrage. Elle nous permet de séparer ce domaine en deux parties : l'image réciproque de 0, le "fond", et le reste, les "signaux". Ce reste peut s'analyser en composantes connexes. Les digitisations d'une telle composante connexe constituent un signal. En effet chacun de ces points a subi l'influence d'au moins un autre de la même composante lors du filtrage alors que la mesure μ ne connecte pas un point d'une composante à un point d'une autre car en ce cas il existerait un chemin joignant ces points tel que h ne s'y annule jamais. Le filtre nous fournit donc une analyse en signaux topographiquement séparés.

C) Algorithmes de filtrage.

Nous allons maintenant expliciter complétement μ pour notre cas particulier et élaborer un schéma de filtrage. La mesure utilisée $\mu_s(x, y|\xi, \eta)$ dépend de deux facteurs : le signal S, le point (x, y), car la dépendance en (ξ, η) est liée à la forme du signal S.

Nous utilisons des corrélations à 1 point et nous étudions une famille de courbes Γ_s qui n'est dégénérée en aucun point du domaine à analyser et dépend d'un seul paramètre : $s = s(x, y)$(*).

(*) Si nous avons plusieurs paramètres nous traitons le premier ainsi en faisant varier les autres pas par pas ou faisons une corrélation multiple.

Définissons une transformation T inversible(*) telle que $(t, s) = T^{-1}(x, y)$ où $s = s(x, y)$. Dans le plan (t, s) Γ_s est une famille de droites parallèles $s = s_o$. Nous pouvons définir le filtre dans le plan (t, s) par la fonction

$$H_s(T(t, s), d_T) \quad \text{ou encore une mesure}$$

$$(2.\ 26) \qquad \mu'_s(t, s|\zeta, \theta) = \mu_s(T(t, s)|T(\xi, \eta))$$

$$\text{où} \quad (\zeta, \theta) = T(\xi, \eta)$$

Nous sommes ramenés à l'exemple du paragraphe B) 5) ; à une extension e selon ζ près, μ'_s, s'écrit $\mu'_s(t, \theta - s)$. Il nous faut donc préciser e, la fonction de $\theta - s$ utilisée et la position de t par rapport aux extrémités en ζ de μ'.

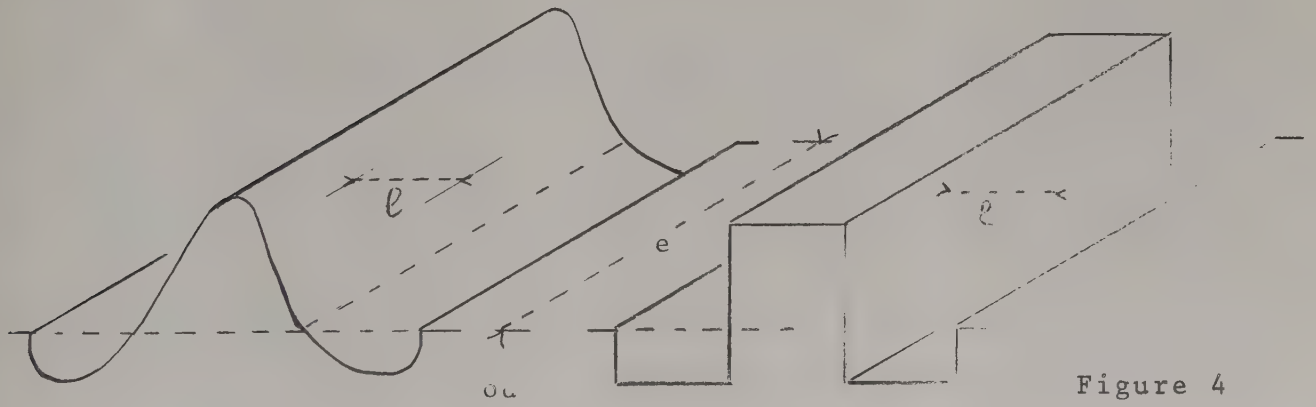


Figure 4

(*) Dans le cas du H.P.D qui nous fournit des lignes nous prenons pour t la coordonnée de ligne x. Si γ_s a pour équation $y = f_s(x)$ nous avons choisi la transformation $t = x$; $s = y - f_s(x)$.

Traitons d'abord ce dernier problème.

1°) Position du point de référence par rapport aux extrémités longitudinales de μ'.

Si les signaux réels avaient une extension infinie le long de la courbe γ_s qui les représente ce problème serait sans objet, mais les signaux réels ont des extrémités et nous entendons qu'elles ne soient point rognées durant le filtrage ; aussi le poids affecté à une extrémité doit-il être a priori égal au poids d'un point courant du signal. Il faut donc que, même en un bout, la partie positive de la mesure μ' effectivement utilisée soit entièrement sur le signal; nous choisissons :

$$\mu'_s = \text{Max}\left[\mu'_s\ (t + \zeta,\ \theta - s),\ \mu'_s\ (t - \zeta,\ \theta - s)\right]$$

avec $0 \leqslant \zeta \leqslant e$

c'est-à-dire que t est soit à une extrémité de μ' soit à l'autre selon que le poids est plus grand dans un cas ou dans l'autre. Cela permet en outre un traitement correct des bords des trous qui peuvent exister dans une trace.

2°) Extension e.

La condition sur les extrémités du signal que nous venons d'utiliser, jointe à la forme explicite de μ'_s nous indique qu'en aucun cas e ne doit être supérieur à la moitié de la longueur du signal à filtrer. Mais nous ne connaissons pas cette longueur a priori et il faut déterminer si un "trou" sépare deux signaux alignés ou bien n'est qu'un trou dans un signal. Le filtre connectera deux signaux si le trou est plus petit ou de l'ordre de e. Il nous faut donc trouver un compromis entre la précision

(grande valeur de e) et la résolution linéaire (e petit) ; il faut évaluer e dans chaque cas ou trouver une procédure d'autoévolution.

3°) Forme de la fonction en $(\theta - s)$

Le signal selon s est théoriquement une fonction d'erreur $E(s - s_o)$; en pratique nous disposons de peu de points pour évaluer sa forme, aussi n'a-t-elle que peu d'importance, et la caractériserons-nous par une demi-largeur ℓ telle que nous n'ayons plus de points pour $|s - s_o| > 2\ell$. Un créneau de largeur de l'ordre de 4ℓ donnera donc une bonne précision statistique et une bonne résolution.

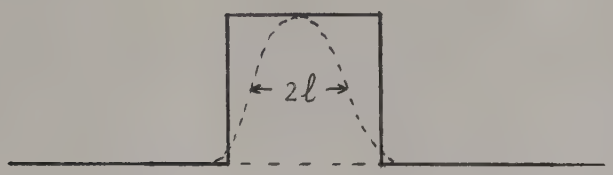


Figure 5

La partie négative de μ' doit être aussi étendue que possible sans connecter deux signaux parallèles. Si nous nous fixons la résolution désirée en s nous déduisons donc la largeur des fossés utilisés. Ainsi des fossés de largeur 4ℓ permettront-ils de séparer des signaux distants de 4ℓ. Nous obtenons alors une forme simple

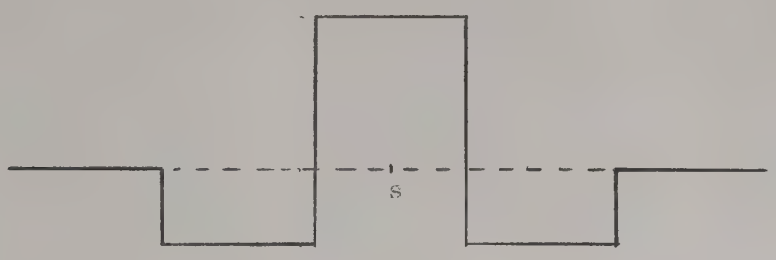


Figure 6

qui représente une approximation de la distribution $\delta'(s - 2\ell) - \delta'(s + 2\ell)$ donc de la distribution $\delta''(s)$. Nous utilisons donc comme fonction de poids une estimation de la dérivée seconde sur le signal.

Nous avons choisi sans le dire une forme en ϑ symétrique par rapport à s ; si nos signaux avaient des bords francs nous pourrions user de la méthode que nous avons exposée pour les extrémités en t. Mais en fait le signal expérimental est trop peu dense pour qu'il en soit ainsi (au plus une digitisation par ligne) et le choix de s sur l'axe de symétrie de μ est satisfaisant. Nous montrons ci-dessous un exemple de fonction de poids obtenu à partir d'un créneau de largeur 2ℓ et de la fonction dessinée plus haut :

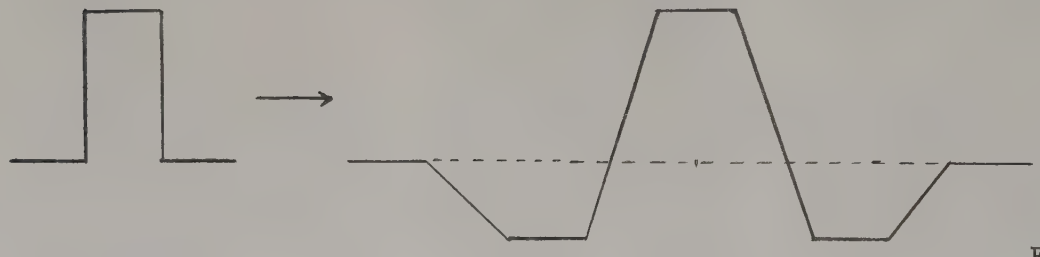


Figure 7

En pratique nous avons utilisé une forme un peu mieux adaptée aux signaux (surtout pour les chambres à streamers) dont la section est

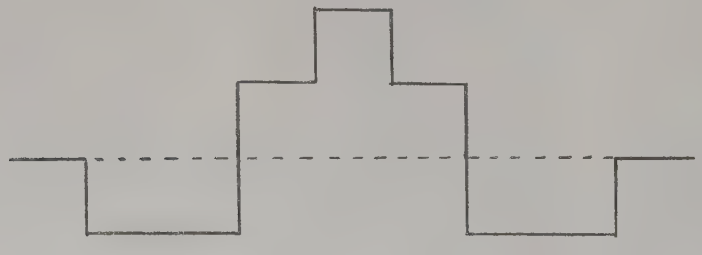


Figure 8

4°) Paramètres d'un filtre.

En résumé, pour une forme choisie nous avons deux paramètres qui fixent les résolutions longitudinale et latérale : e et ℓ. Nous pouvons les évaluer en fonction du nombre attendu de digitisations dans le signal et des résolutions que l'on peut alors espérer.

La coupure à appliquer peut-être estimée à partir de la formule (2. 25), en choisissant le seuil de probabilité à définir dans (2. 22) de l'ordre de 2 ou 2.5, en fonction également du nombre attendu de digitisations.

5°) Schéma de filtrage pratique.

Il peut-être nécessaire pour séparer complétement un signal d'effectuer plusieurs filtres successifs avec des paramètres ou des formes différentes. En effet la règle d'additivité fait que la coupure utilisée ne permet pas d'isoler un signal moins intense que d'autres de ces derniers et la localisation de chacun ne permet pas une comparaison rapide et globale des intensités ; enfin il arrive que l'élimination du fond ne puisse se faire par suite d'un biais au cours d'une itération; l'utilisation simultanée de plusieurs filtres rend plus rare la création de tels biais.

Nous pouvons construire ainsi un filtre vectoriel dont l'espace des poids est R^n ; la coupure plus raffinée est définie par une surface de dimension n - 1 dans R^n. Nous avons également la possibilité d'utiliser le produit de filtres successifs, mais un tel produit n'est pas commutatif.

C'est d'un filtre composite dont-il nous faut user le plus souvent. Un cas très particulier en est le filtrage par extrapolation d'un signal partiellement reconnu. Dans tous les cas deux démarches opposées mais complémentaires se succèdent : l'une part d'une détection à gros traits puis raffine les structures, par filtres successifs, l'autre part d'une structure fine connue localement et en cherche les extensions.

Le schéma d'un filtrage réel est donc le suivant :

Première phase : identification d'un signal local.
définition de la mesure associée au premier filtre.
filtrage : itération de l'application discriminante qui y correspond.
définition de la mesure associée au deuxième filtre...
séparation topographique des signaux.
signal identifié.

Deuxième phase : essai d'extension du signal.
ajustement d'une fonction d'extrapolation.
définition d'un filtre très sélectif - la forme est bien connue.
filtrage et identification des extrémités du signal
s'il n'y a pas d'extrémité nous itérons cette deuxième phase.

Nous venons ainsi de forger les méthodes que nous comptons utiliser pour l'analyse des photographies de chambres à bulles ou à streamers. Nous allons présenter les résultats dans le chapitre suivant.

C H A P I T R E I I I

RESULTATS.

Il est clair que des méthodes mathématiques de reconnaissance des formes ne sont rien si elles n'aboutissent pas à l'élaboration de programmes efficaces, donc rapides, et n'occupant qu'une place raisonnable dans la mémoire du calculateur par lequel on entend faire réaliser cette reconnaissance. C'est pourquoi nous présenterons comme des résultats de notre méthode l'ensemble desprogrammes que nous avons mis au point. La structure interne adoptée tant pour la gestion des attributions de place en mémoire que pour l'écriture des fonctions est très importante. Nous nous sommes attachés à élaborer une sorte de langage très simple où chaque opération du filtrage apparaît comme un mot ; le programme principal les agence en phrases qui réalisent des stratégies de filtrage pour les divers types de signaux cherchés. Cela nous a permis de disposer d'un outil très maniable et applicable rapidement à des problèmes divers. Nous allons décrire certains d'entre eux après avoir précisé l'organisation de notre oeuvre programmé.

A) Schéma du traitement d'un signal. Sa programmation.

Récapitulons dans l'ordre chronologique les opérations que nous avons décrites précédemment :

1) Nous extrayons de l'image digitale un domaine d'exploration.

2) Nous définissons une famille de courbes à un paramètre et les paramètres des filtres(*) que nous allons utiliser.

3) Nous appliquons ces filtres.

4) Nous testons s'il existe un signal et s'il y en a plusieurs les séparons.

5) Pour chaque signal nous construisons un approximant A^n qui définit une nouvelle famille de courbes et un domaine d'exploration.

6) Nous filtrons et itérons 5), 6) jusqu'à obtention des extrémités. Nous disposons alors des points du signal, des extrémités et d'un approximant qui représente assez fidèlement le signal dans son intégralité pour en avoir permis la séparation.

Nous avons remarqué que le filtre était très simple dans le plan (t, s) aussi est-ce dans ce plan qu'il sera effectué, la transformation convenable étant jointe à l'opération d'extraction, cela donne le schéma suivant :

Définition de $(t, s) = \mathcal{C}(x, y)$ et du domaine d'exploration(**)	Extraction et transformation.
Définition des paramètres des filtres.	Filtrage - séparation en composantes connexes.
Définition de A^n.	Evaluation de A^n.
Définition de $\mathcal{C}' = \mathcal{C} - A^n$ et du domaine	Extraction et transformation. Recherche des extrémités.

(*) Nous pouvons avoir un filtre composite avec plusieurs filtres de paramètres différents.

(**) Le domaine est pratiquement toujours un pavé du plan (s, t).

Nous avons indiqué à droite les opérations normalisées à effectuer, à gauche figurent les choix qui dépendent du but visé et de la stratégie adoptée.

Examinons en détail les opérations.

1) Extraction et transformation.

Nous avions noté qu'en raison de la structure par lignes il était convenable de prendre pour $\mathcal{T}$ une transformation de type : $t = x$, $s = y - f(x)$[*]. La transformation $\mathcal{T}$ est donc définie par la donnée de f. Le pavé P dans (t, s) est défini par $t_{min}, t_{max}, \pm \Delta s$ (pour ce dernier paramètre on peut généraliser en deux fonctions $\Delta s^{+}(x)$ et $\Delta s^{-}(x)$).

Il faut donc fournir les indications suivantes : adresse de l'image digitale, adresse de f, t_{min}, t_{max}, Δs (ou adresse des deux fonctions), adresse du pavé.

2) Filtrage.

Cette opération marque les points de P (si $h(X) > c$ nous utilisons la valeur $h(X)$ de la formule (2. 18) comme marque, elle constitue alors une pondération du point pour les ajustements d'approximants). Elle comprend en elle-même une itération jusqu'à obtenir le résidu stable P_s. Un diagnostic est fourni quant à l'existence d'un signal.

---

[*] Cela dépend beaucoup de l'allure des signaux. Il est clair qu'un tel choix interdit le filtrage de traces trop courbées susceptibles d'avoir une tangente parallèle aux lignes. Mais, en tout état de cause, le H.P.D se prête mal à la mesure de telles traces. D'autre part ce choix n'est qu'une facilité et rien n'interdit l'usage de transformations plus complexes. En particulier les transformation du genre $t = x$, $s = \frac{y - y_o}{x - x_o}$ sont fort utiles.

Elle nécessite la connaissance de l'adresse du pavé et des trois paramètres du filtre.

3) Séparation en zones connexes.

Cette opération marque les points de P_s avec un indicateur de zone. Elle nécessite la connaissance de h(X) en des points qui n'appartiennent pas à P_s aussi l'évalue-t-on sur une ligne t = constante qui balaye le pavé.

4) Evaluation de A^n.

Il s'agit de faire un ajustement par moindres carrés sur P_s en utilisant au besoin les poids dus au filtrage. C'est particulièrement simple lorsqu'A^n est défini sur une suite de fonctions orthonormées ; nous estimons alors ses coefficients par des moments.

5) Recherche des bouts.

Il s'agit là de déterminer si l'extrémité apparente d'un signal est vraiment son extrémité (n'est ce pas le bord du pavé, ou bien l'endroit où l'approximant cesse de "coller" au signal ?), on le reconnaîtra à la stabilité de cette extrémité lorsqu'on élève le degré de l'approximant.

Du point de vue de la programmation toutes ces opérations apparaîtront comme des sous-programmes appelés par un programme (*) assurant les choix et la stratégie à partir d'options initiales et des

---

(*) Nous l'appellerons programme principal bien qu'au sens du Fortran ce n'en soit pas un. Nous avons utilisé autant que possible le Fortran IV pour rendre l'accès du programme aisé. En fait la syntaxe Fortran se prête très mal à notre propos aussi la plupart des routines sont-elles en langage d'assembleur, et a-t-on du avoir recours à diverses acrobaties dans le sein des programmes Fortran.

résultats et diagnostics fournis par les sous-programmes; en particulier ce n'est qu'à son niveau que seront utilisées les considérations sur les structures d'échelon 3.

Avant de décrire les sous-programmes et l'action du programme principal, décrivons le système de communication qui les relie.

Nous présentons ici le programme Obolan(*) qui nous a permis d'obtenir les résultats mentionnés dans le paragraphe suivant.

Nous nous sommes imposés les deux principes suivants :

a) tous les choix sont faits dans le programme principal.

b) toutes les allocations de mémoire sont gérées par le programme principal. Nous avons alors choisi une structure par blocs dont l'allure générale est la suivante :

α) une entête de quelques mots en séquence contenant : le nombre de mots du bloc, les paramètres nécessaires, les adresses de fonctions nécessaires, les adresses de blocs subséquents s'il y en a, l'adresse du "buffer".

β) le "buffer" dont l'allocation dépend entièrement de la place libre au moment donné et qui est lui-même susceptible de chaînage (un même buffer peut-être alloué à 2 entêtes différentes).

(*) Tout ceci est très lié à la machine utilisée : C.D.C 6600 présentant des mots de 60 bits pour un programme de taille < 150.000_8 mots.

Exemples de blocs (*)

- Bloc image : Entête: nombre de mots, adresse de la table des X, adresse du buffer.

  Buffer : une dizaine de milliers de mots où sont concentrées les coordonnées telles qu'issues du M.P.D.

- Bloc pavé : nombre de mots, nombre d'X, adresse du bloc des coefficients de f, adresse du buffer.

  Buffer : mots: h(X) est stocké dans la moitié haute du mot contenant X.

- Bloc filtre : nombre de mots, diagnostic d'existence, paramètres du filtre, adresse du buffer.

  Buffer : n mots contenant les valeurs de h(X) le long d'une ligne s = constante.

Nous avons réalisé sous forme d'une bibliothèque de sous-programmes tous les éléments du traitement que nous envisageons, nous pouvons énumérer les principales routines écrites et leurs fonctions :

Extrait : extrait de l'image digitale la zone que nous entendons filtrer et la transforme en un domaine du plan (t, s) grâce à un sous-programme de calcul de f.

Pfil, Pfilma, ... : réalisent des filtrages, pour des formes diverses, du domaine de (t, s) défini par Extrait ; ils fournissent un diagnostic sur l'existence de signaux.

(*) Certains, non décrits, sont utilisés par les diverses options du programme comme mise en place de diagrammes, traitement d'informations extérieures, acquisition des données, fourniture du signal filtré et de son approximant.

Ilot : réalise la séparation du résidu filtré en composantes connexes.

Ombel, Ombep, ... : réalisent le calcul par moments des coefficients des polynômes ajustés à la distribution expérimentale.

Pver : effectue la recherche d'une extrémité d'un signal.

Paplo : sort une image sur papier de la zone définie par Extrait.

Calecon : sort sur un traceur de courbe la zone défini par Extrait.

Elles sont appelées par le programme principal et effectuent toute la part spécifique du traitement des signaux ainsi que la mise en forme des entrées et sorties de données.

- Description de l'action du programme principal.

Avant d'effectuer une opération (appel à un sous-programme) il lui faut trouver de la place disponible pour le buffer et indiquer dans l'entête l'adresse et la longueur disponible (le sous-programme remplacera cette longueur par la longueur effectivement utilisée) puis indiquer tous les paramètres ou adresses nécessaires. L'adresse des blocs intéressés est alors transmise au sous-programme.

Le programme principal ne manipule pas les données. Il fait exécuter un schéma de traitement partiellement chronologique (ordres du programmeur) et partiellement réfléchi. Sa réflexion est alimentée par les diagnostics opératoires : existe-t-il un signal ? combien en existe-t-il ? La reconnaissance du signal est-elle achevée ?

A partir de là il peut organiser la recherche systématique des signaux. Enfin il peut être amené à utiliser de l'information extérieure pour présélectionner ou choisir les signaux attendus.

Ainsi lorsque nous entendons changer de sujet d'étude nous suffit-il de reprendre le programme principal où nous pouvons modifier les paramètres utilisés par les routines et le schéma d'action générale. Pour donner une idée de cette simplicité nous pouvons indiquer que les programmes principaux utilisés pour les deux premières applications que nous présentons comprenaient moins de cent ordres Fortran.

B) Applications.

Nous allons présenter ici certaines des études pratiques effectuées, les résultats obtenus et faire quand cela est possible une comparaison avec la méthode de filtrage utilisée jusqu'alors sur le H.P.D du Collège de France.

En dehors d'une utilisation assez primitive des méthodes décrites précédement dans le programme d'étalonnage du H.P.D, quelques modifications du programme principal nous ont permis d'explorer deux voies simples et d'entreprendre le traitement complet des images de streamers pour une expérience de désintégrations leptoniques des hypérons négatifs :

Il s'agit a) de la recherche des marques fiducielles (croix) sur les images de la chambre de 2 m. du CERN.
b) de la recherche des points d'interaction d'un faisceau de direction à peu près connue (K^- de 3,9 GeV/c dans la même chambre).

a) Recherche de croix.

Il s'agissait de reconnaître parmi les diverses marques huit croix à (45° ou presque). Nous nous donnions cet angle et des tolérances sur la longueur de la croix (entre .5 et 1.5 mm). Pour déterminer la croix il suffisait donc de définir une translation, (pour éviter d'utiliser des zones de mémoire trop importantes nous nous donnions des pavés de 3 cm sur 3 à analyser successivement(*)).

Une telle étude présente plusieurs aspects simples et une difficulté : les branches de croix sont des segments de droites de direction assez bien connue donc il n'y a pas de problème pour choisir la famille de courbes et la détermination de paramètres de translation se fera simplement en déterminant l'intersection de droites ajustées par moindres carrés sur les branches ;

la difficulté est liée à la longueur des branches. En effet :

1) 0.5 mm représentent au maximum huit digitisations et, compte tenu des pertes, de l'ordre de 5 ou 6 ;
2) n'importe quelle trace admettant une tangente à 45° donnera un signal.

Il nous faut donc un filtre particulièrement sélectif et capable de rejeter les signaux trop longs. Nous donnons dans la planche III-1 un exemple de filtrage délicat où nous avons dû appliquer trois filtres pour isoler le signal.

Pour améliorer la sélectivité nous avons utilisé dans le filtre la corrélation entre les deux branches de la croix : les extrémités correspondent sensiblement aux mêmes x et doivent se couper. Un filtrage

---

(*) La partie utile de la photographie s'inscrit dans un rectangle de 4,5 cm x 13 cm soit sept fois la surface d'un pavé.

simultané des deux branches utilisant cette corrélation nous a permis d'obtenir les résultats suivants sur un test de 45 photographies.

350 croix trouvées sur 360 cherchées.

pour le Filtre(*) classique dont la tolérance en translation n'est que de 400 microns (au lieu de 30.000)

255 croix trouvées sur 270.

Nous avons trouvé toutes les croix trouvées par le Filtre classique. La position des croix trouvées a été vérifiée à l'oeil sur les diagrammes des digitisations. Les croix non trouvées n'étaient pas visibles à l'oeil sur un tel diagramme sauf dans deux cas.

Une croix a été trouvée par le Filtre sans que l'on puisse la trouver à l'oeil ! Le temps mis pour analyser une croix était de .2 sec. alors qu'il était dans le Filtre classique de .3 sec.(**)

Remarque : le Filtre avait été mis au point sur une vue d'un film, les résultats indiqués concernent une autre vue d'un autre film.

- Commentaires :

Il est difficile d'évaluer l'efficacité du traitement que nous proposons mais la comparaison avec le Filtre classique est très encourageante tant de ce point de vue que du point de vue de la vitesse.

(*) Filtre. Nous utilisons la majuscule pour distinguer le programme dans son ensemble de l'opération de filtrage.

(**) Nous incluons dans ce temps celui qui correspond à la lecture des données et à leur mise en place.

La comparaison avec les performances de l'oeil sur le même matériau est satisfaisante.

Ce programme n'a pas été rendu opérationnel (maniable sans problème par n'importe qui et introduit dans une chaîne de traitement utilisée) pour les chambres à bulles en raison de l'existence d'un système antérieur complet bien que moins performant et de l'absence de perspectives sérieuses d'utilisation.

Néanmoins ce sera un morceau du programme de traitement des images de chambre à streamers.

b) Recherche des points d'interaction d'un faisceau de direction à peu près connue (ou première phase d'une analyse automatique des événements présents sur la photographie).

Le but visé ici était le test des méthodes d'extrapolation et de filtrage combinées dans un cas simple.

Le problème est le suivant : le faisceau entre par un bout de la chambre, il est légèrement divergent ou convergent, étalé sur un centimètre(*) à l'entrée il présente une dizaine de traces de rayon de courbure d'une vingtaine de centimètres. Il nous faut identifier chaque trace, la suivre, reconnaître sa deuxième extrémité, s'assurer qu'elle est (ou non) dans une certaine zone fiducielle préalablement choisie.

Nous nous donnons les moyens suivants : dans une zone à l'entrée (1 cm) nous supposons les traces parallèles et de direction presque connue (l'hypothèse que les traces étaient horizontales s'est

---

(*) Sur la photographie. Voir Planche I-1.

avérée suffisante, la tolérance angulaire du filtre ayant été choisie importante au vu de la clarté des signaux). Nous ignorons les traces intéragissant avant ou dans cette zone, nous admettons que deux traces confondues sur cette zone sont perdues.

Le schéma d'analyse est alors très simple : filtrage, séparation des signaux, extrapolation jusqu'à trouver l'extrémité ; si elle se situe dans la zone fiducielle nous supposons qu'il s'agit d'un point d'interaction ou de désintégration.

Remarques :

- sur la procédure d'extrapolation. Pour simplifier nous n'avons fait d'extrapolation que parabolique, n'utilisant dans chaque phase que la fin du signal trouvé dans la phase précédente ; pour un ajustement sur un centimètre l'extrapolation est acceptable sur trois centimètres supplémentaires ; ainsi il a suffi au plus de trois extrapolations.

- sur le filtre. Le signal est long et aisément approximable, aussi avons-nous pu utiliser un filtre allongé, étroit et donc très sélectif angulairement.

- sur la détection des extrémités.

Ici le problème délicat est posé par les interactions où la trace secondaire fait un angle très faible avec le faisceau. Nous voulons donc une très bonne sélectivité en angle. Pour cela nous modifions la fonction de poids $\mu(x)$ définie en (2. 27). Au lieu de calculer le maximum d'un poids "à droite" et d'un poids "à gauche", nous n'utiliserons que le poids "à gauche" qui fera ressortir une extrémité "droite". Nous améliorerons encore la détermination d'une extrémité en introduisant l'évaluation de la dérivée selon t. Le "Max" de la formule (2. 27)

sera remplacé par la différence des deux termes. Les points donnant les poids les plus forts sont les meilleurs candidats, on peut alors les comparer au dernier point filtré et séparer ainsi une cassure d'une simple extrémité. Pour des chiffres typiques : largeur 13 μ, extension 1 cm la résolution angulaire est de 4 mrad. Nous ne pouvons guère l'améliorer que d'un facteur trois.

Nous avons identifié toutes les interactions présentes sur un lot de quelques photographies de K^- p à 3,9 GeV/c mais ces événements se prêtent mal au test systématique de notre méthode. Nous comptons beaucoup plus sur l'étude, en cours, de désintégrations leptoniques de Σ^- ou Ξ^- dans une chambre à streamers pour en montrer toute l'efficacité car il se trouve là beaucoup de cassures à très faible angle.

c) Donnons maintenant quelques indications sur le traitement des photographies des chambres à streamers de l'expérience sur les désintégrations leptoniques des hypérons.

Nous avons deux chambres présentant un nombre élevé de croix (entre 30 et 40)

α) la première chambre.

Le faisceau est très bien défini en position dans la première chambre mais peut ne pas être observé, l'angle de cassure est faible. Il n'y a pas de champ magnétique donc les traces sont des droites réparties dans un cône étroit ; une corrélation à un point doit suffire. Le problème essentiel est celui de la détection du point de cassure car la résolution angulaire présentée plus haut est un peu insuffisante ; il faudra donc avoir recours à des méthodes d'ajustement.

Un autre point délicat est dû à l'existence de Λ dont l'angle est très fermé et qu'il nous faut reconnaître. L'analyse des signaux en fin de chambre devrait nous permettre de les identifier. Nous fournirons alors pour chaque trace la suite de ses digitisations et une étiquette donnant la nature de ses extrémités.

β) La deuxième chambre.

Elle est dans un champ magnétique. Une trace étant identifiée dans la première chambre, seule son impulsion est inconnue. La forme à analyser dans la deuxième chambre est alors une famille à un paramètre. Le problème est donc simple et classique.

Nous avons déjà réalisé une recherche des croix adaptée à ces clichés. Nous disposons maintenant de photographies et devrions pouvoir obtenir très vite les premiers résultats.

En conclusion, si les résultats pratiques obtenus sont encore préliminaires et relèvent plus de l'étude que d'une organisation opérationnelle nous pensons, grâce à la grande souplesse syntaxique de notre programme, achever rapidement la mise sur pied d'un traitement opérationnel des photographies de chambres à streamers.

C O N C L U S I O N

Nous avons donc mené assez loin une étude analytique de la reconnaissance des formes en chambres à bulles ou à streamers pour nous donner les fondements nécessaires à une technique simple et efficace et nous ouvrir des voies encore inutilisées (corrélations à 2 ou 3 points) qui nous permettront d'augmenter considérablement la puissance de nos outils, au prix, sans doute, d'une bien plus forte consommation de temps de calcul. Il nous reste à prouver, sur des volumes importants de données, l'efficacité de nos méthodes avant d'affirmer que nous avons en main le moyen de résoudre les problèmes conjoints de dépouillement et de mesure automatiques que nous posent des expériences de physique futures.

———

Planches

I. 1. Photographie de chambre à bulles numéro 961009 vue 2
2. Evénement étudié sur cette photographie - croix
3. Figuration graphique de l'image digitale.

II. 1. Distribution expérimentale des poids.

III. 1. Filtrage d'une croix
a) avant toute opération
b) après un filtre
c) après un deuxième
d) après un dernier filtre.

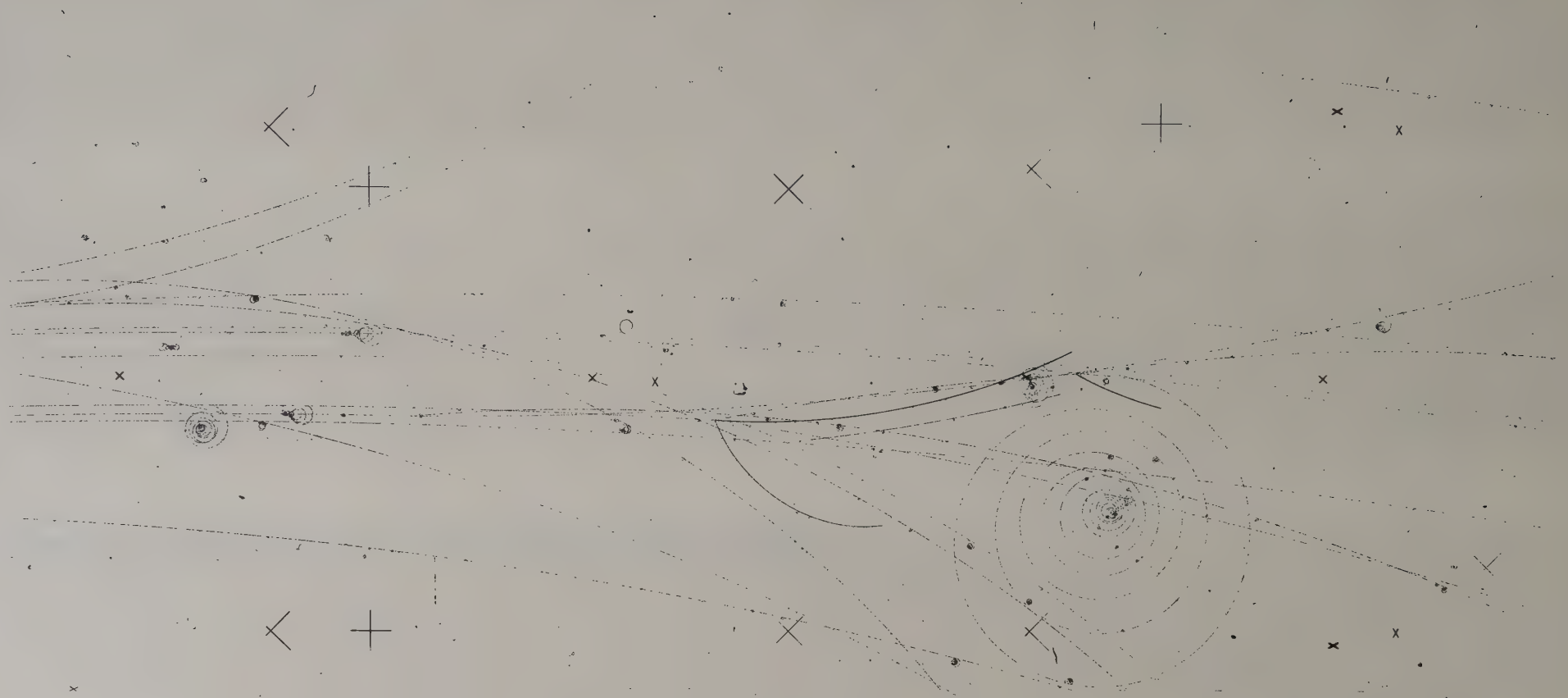


PLANCHE I.1

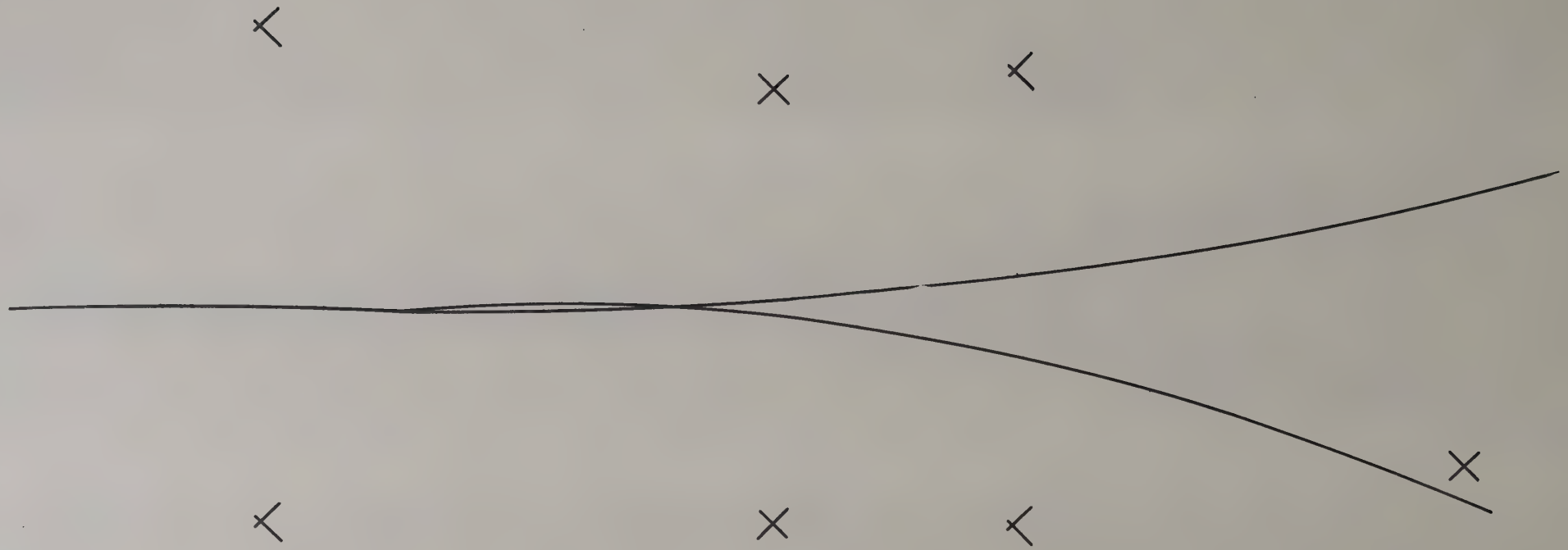


PLANCHE I_2

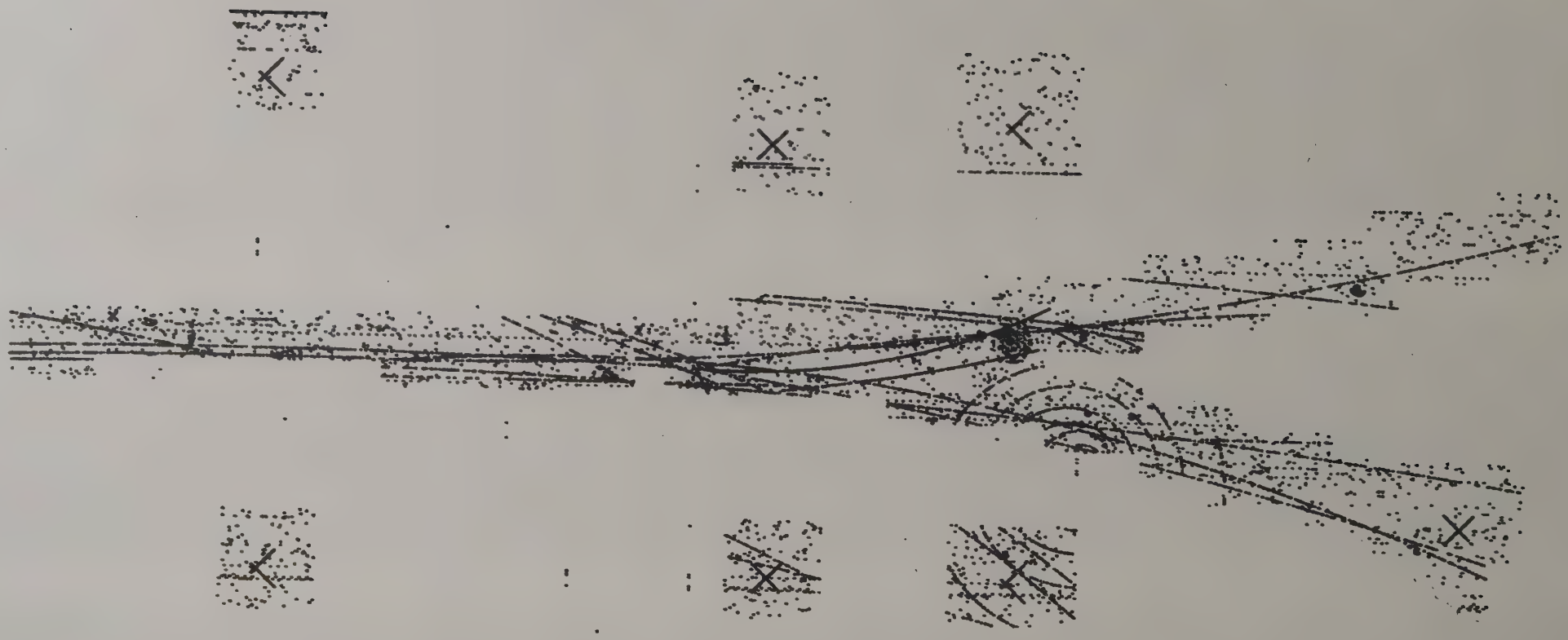


PLANCHE I.3

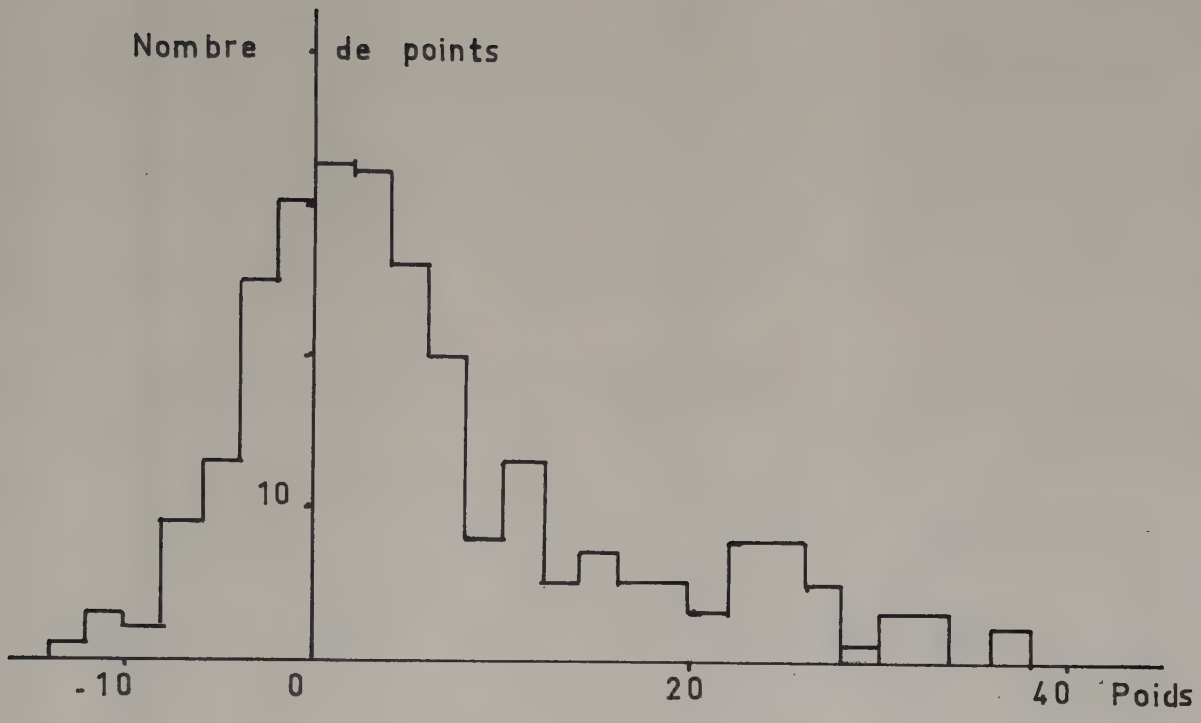


PLANCHE II_1

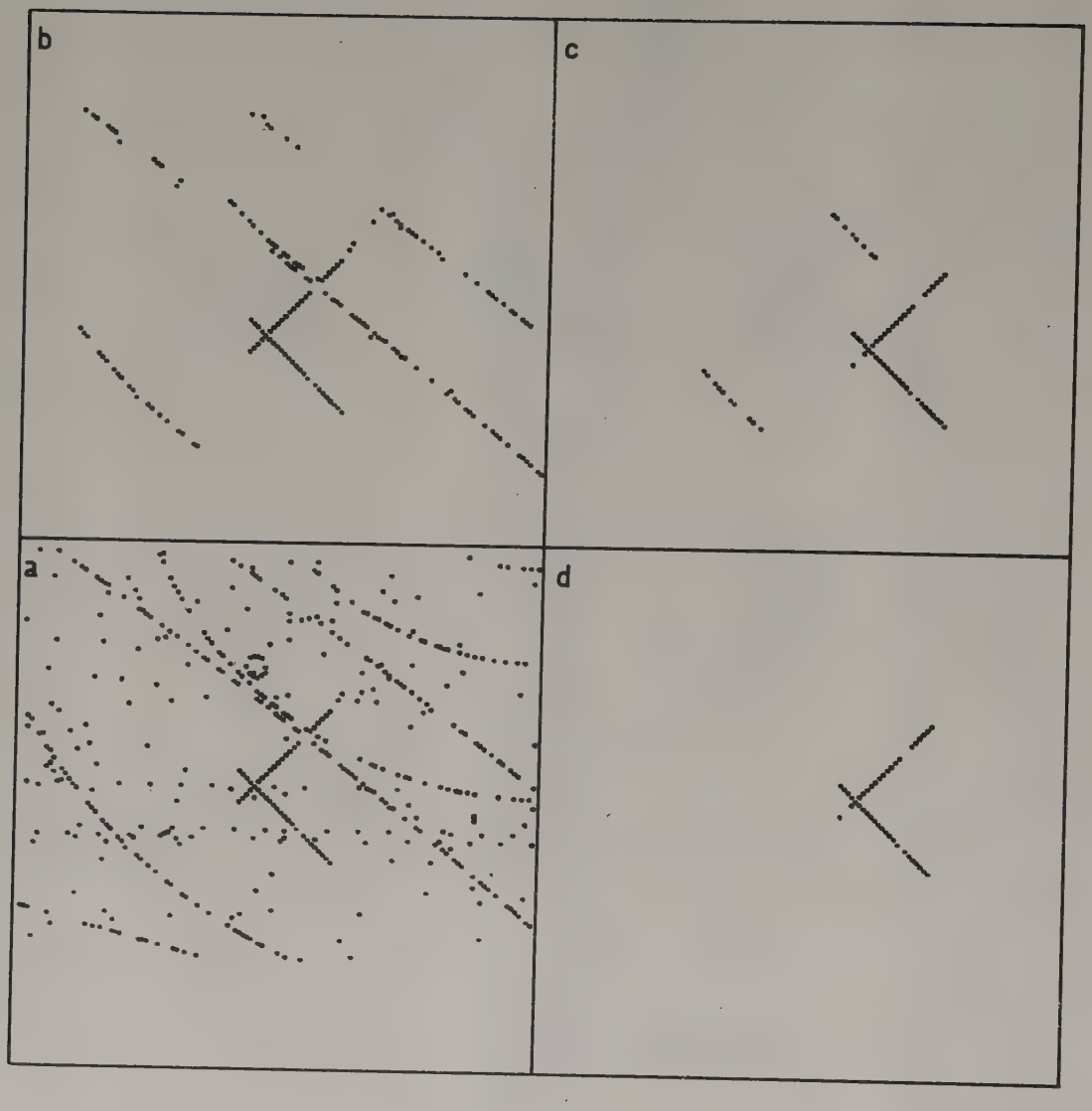


PLANCHE III_1

D E U X I E M E P A R T I E

I N T R O D U C T I O N

Nous allons aborder l'étude de certaines réactions à deux corps $K^- + p \to Y + M$ où Y est un hypéron Λ ou Σ° et M un méson vectoriel (ω, ρ, ϕ) ou tensoriel (f°, f^*). Elles ont été obtenues en chambre à bulles avec un faisceau de K^- d'impulsion 3,95 GeV/c.

L'un des intérêts primordiaux de réactions de ce type est la possibilité d'accèder aux amplitudes de réaction, bien que l'état initial ne soit pas polarisé, grâce à l'étude exhaustive de la matrice densité. Nous mesurons non seulement la polarisation du Λ qui se désintègre par interaction faible et la partie paire de la matrice densité du méson, mais encore nous avons accès à certains termes de corrélation qui permettent d'extraire, en plus des carrés des modules des amplitudes, les termes d'interférence à l'intérieur de deux sous-groupes d'amplitudes. Nous développons le formalisme nécessaire. Des méthodes d'approximation de l'amplitude telles que celle proposée par E. Barrelet pour $0^- \frac{1}{2}^+ \to 0^- \frac{1}{2}^+$ peuvent alors être appliquées, deux phases (qui correspondent aux deux états de spin du proton initial) restant arbitraires.

La pauvreté relative de nos données ne nous a pas permis d'appliquer intégralement un tel programme aux réactions présentées. Aussi avons-nous usé également d'une présentation plus classique des résultats

dans le cadre d'un modèle d'échange. En effet les distributions angulaires de production le plus souvent piquées à l'avant nous ont incité à présenter et analyser les éléments de la matrice densité dans le système d'hélicité voie t (mais aussi voie s) pour le méson.

Frappés par la similitude de certaines réactions nous avons élargi notre champ d'investigation en utilisant des résultats de M. Abramovich et du groupe de L. Montanet (ref. 7, 8, 9), sur des réactions très proches dans le cadre d'un mécanisme d'échange :

$$\pi^- + p \rightarrow Y + M \quad \text{ou} \quad M \text{ est un } K^\circ, \text{ un } K^{*\circ}_{890} \text{ ou un } K^{*\circ}_{1400}$$

Nous avons alors mis en évidence pour la production de mésons vectoriels la remarquable vérification de la symétrie SU_3 et de quelques règles de sélection suggérées par le modèle des quarks. Nous faisons pour cela un modèle d'échange d'octets et relions ainsi la production des divers mésons vectoriels neutres associés à un même hypéron. Nos données sur les mésons tenseurs sont trop faibles pour permettre une telle analyse.

Cette étude a nécessité une longue mise au point des appareillages utilisés pour l'exploitation des photographies correspondantes. Nous l'avons assurée personnellement, c'est pourquoi nous nous attardons quelque peu à ce sujet dans le premier chapitre afin de dégager de cet effort les conclusions qui se sont imposées à nous, en particulier la nécessité de recourir à l'avenir à des traitements intégralement automatisés.

C H A P I T R E I

DESCRIPTION DE NOTRE EXPERIENCE ET DU TRAITEMENT APPLIQUE AUX PHOTOGRAPHIES DE LA CHAMBRE A BULLES

Après avoir donné un bref historique du déroulement de l'expérience, nous nous attacherons à préciser les points originaux de ce travail :

- utilisation d'un ensemble de mesure de clichés de chambres à bulles, tables de prémesure et appareil HPD(*),
- dépouillement automatique des résultats grâce à l'évaluation des masses des particules résultant de la mesure systématique de l'ionisation de leurs traces,

ou délicats :

- séparation d'états finals,
- mise en évidence et caractérisation de réactions à deux corps.

A - Résumé historique et chiffré

Cette expérience fut réalisée au CERN par une collaboration Saclay - Ecole Polytechnique en exposant la chambre à bulles de deux mètres remplie

---

(*) voir première partie.

d'hydrogène à un faisceau de K^- séparés électrostatiquement fourni par le synchrotron à protons. Ce faisceau était constitué de K^- d'impulsions voisines de 3,95 GeV/c avec une dispersion moyenne de l'ordre de 50 MeV(*); la contamination en π est inférieure à 2 %.

Nous prîmes un ensemble de 250.000 photographies en deux périodes de travail : 80.000 en décembre 1966 et 170.000 en septembre 1967. Nous les confondrons dans cet exposé bien que nous les ayons distinguées pour le traitement des données ; les caractéristiques de la chambre et du faisceau ont été mesurées dans chaque cas et utilisées aux divers niveaux de l'analyse. Chaque photographie présentait en moyenne 16 traces, nous avons donc disposé de 5.200 km de faisceau soit à peu près 18 événements(**) pour une section efficace de 1 µb.

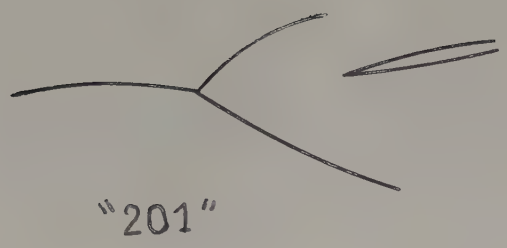
Le décompte des événements cherchés (en tout 230.000) a été réalisé manuellement en deux passes indépendantes contrôlées par comparaison entre elles, les cas de non concordance étant résolus par un troisième examen(***).

L'essentiel des événements utilisés pour les résultats que nous présentons dans les chapitres suivants appartiennent à la catégorie "deux branches plus un V zéro" (201).

(*) Pour une caractérisation plus fine du faisceau voir la thèse de I. Videau (1).

(**) Le lot total n'a pas été utilisé pour toutes les études, aussi les chiffres indiqués dans chaque cas sont-ils inférieurs à celui-ci et peuvent-ils différer entre eux.

(***) Pour connaître le détail de cette question se reporter à la thèse de E. Barrelet (2). Par simplicité nous désignerons par la suite cette opération par le vocable anglais habituellement usité : scanning.



Ils ont été mesurés avec l'aide de la "chaîne HPD" soit prémesure sur "bidules à fils" suivie de mesure sur le HPD proprement dit(*) ; puis traités par les programmes usuels : Filtre (du Collège de France ou de Saclay), Thresh(**), Grind et Slice (du CERN) adéquatement adaptés. Le taux de pertes enregistrées depuis l'entrée HPD jusqu'à la sortie de Slice est d'environ 30 %. Pour l'essentiel ces pertes ne présentent pas de biais ; nous discuterons ce point dans la suite du chapitre.

L'examen des événements cinématiquement ambigus (∿ 20 %) a été réalisé automatiquement grâce à la mesure de l'ionisation(***) fournie par le HPD. Le résidu d'événements ambigus est alors inférieur à 2 %.

Toutes les réactions étudiées ici présentent un Λ dans l'état final, (nous avons ainsi près de 13.000 événements) ; l'analyse des caractéristiques de sa désintégration nous a fourni, outre une nouvelle détermination de sa vie moyenne, une évaluation des biais de mesure. Nous n'avons effectué qu'un petit nombre de remesures afin d'évaluer leur incidence sur les résultats.

Nous nous sommes plus particulièrement attachés aux réactions à deux corps avec Λ et nous présentons ici la production de mésons vecteurs ($J^P = 1^-$) ou tenseurs ($J^P = 2^+$).

(*) Le quart des événements a été mesuré sur le HPD de Saclay. 35.000 deux branches plus V zéro ont été mesurés sur le HPD du Collège de France qui a également mesuré 30.000 quatre branches et 55.000 deux branches.

(**) Il est nécessaire pour la reconstruction géométrique des événements de connaître les caractéristiques de la chambre. Pour l'étude de leur détermination se reporter à la thése de I. Videau (1).

(***) Ceci est particulièrement important pour les quatre branches et les deux branches + K°. Le besoin s'en fait moins sentir dans les réactions a Λ.

B - Extraction des "événements réduits". Examen des points originaux de la chaîne de traitement.

Par "événement réduit" nous entendons l'ensemble des quantités physiques qui définissent un événement indépendamment de son aspect dans la chambre à bulles.

Nous allons négliger ici tout ce qui n'est pas propre à la "chaîne HPD" telle qu'elle existe au Collège de France, comme les procédures de "scanning" ou de reconstruction géométrique et cinématique des événements, afin de nous consacrer à notre apport personnel à propos de cette expérience :

- Prémesure sur "bidules à fils"
- Mesure au HPD
- Dépouillement automatique grâce à l'usage de l'ionisation.

1) La prémesure.

- Son objet.

Pour identifier un événement le "scanning" nous fournit habituellement deux renseignements : un élément descriptif : nombre de branches, nombre de cassures, nombre de V zéro,
une indication de lieu : numéro de la photographie et localisation grossière du ou des apex.

Nous savons avec ces renseignements reconnaître sans ambiguité l'événement à l'oeil. Mais le filtre utilisé pour traiter les digitisations du HPD est trop simpliste pour savoir se servir des indications topologiques et trop grossier pour se suffire d'une localisation aussi imparfaite. Aussi devons nous lui fournir une localisation relativement précise non seulement des apex mais aussi des traces. C'est l'objet de la prémesure.

- Ses contraintes.

Elle doit être rapide, simple, redondante et suffisamment précise.

Rapide car nous entendons que l'opération prémesure + mesure HPD soit compétitive en temps avec une mesure classique (aux IEPs).

Simple afin d'être rapide mais aussi fiable.

Redondante afin de pouvoir tester sa qualité et éventuellement la corriger ou la refaire sans attendre l'épreuve de la mesure.

- Son principe.

Pour chaque vue (*) nous définissons un référentiel par la mesure de deux repères.

Chaque trace peut être représentée grossièrement par un cercle, aussi mesurerons nous trois points sur chaque trace, le premier d'entre eux étant toujours l'apex.

Ceci nous donne les tests de redondance suivants :

Sur chaque photographie les apex sont mesurés au moins deux fois, trois points par trace sur trois vues permettent de tester l'appariement des traces entre vues, d'une photographie à l'autre la distance entre marques fiducielles est constante pour chaque vue.

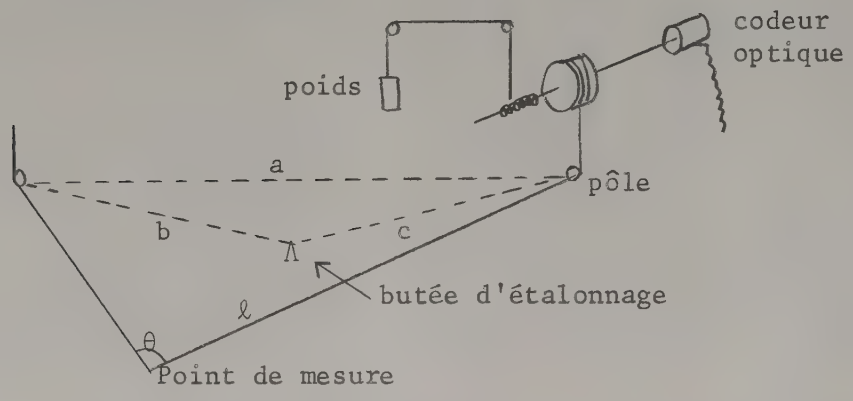
Nous pouvons être tentés de diminuer les deux premières redondances mais ne pas mesurer l'apex à chaque trace ne fait gagner que peu de temps et accroît le risque de mauvaise identification de la trace ; ne mesurer que deux vues et reconstruire la troisième ne peut aboutir que si l'appariement des traces est parfait.

(*) Dans cette expérience nous avons utilisé trois caméras.

- Sa réalisation.

Nous avons réalisé un ensemble d'appareils qui s'organisent ainsi : une table sur laquelle est projetée l'intégralité d'une photographie avec un grandissement voisin de 9 afin de permettre une reconnaissance aisée de l'événement, un appareil de mesure dit "bidule à fils" délivrant un couple de coordonnées bipolaires, un ensemble électronique de commande des projecteurs et d'acquisition des données, un enregistreur sur bande magnétique de type "incrémental".

Schéma de bidule



L'électronique d'acquisition impose un certain nombre de contraintes : tout événement doit avoir trois vues, toute trace doit avoir trois points.

Enfin un tel système nécessite deux sortes de programmes :

Programme d'étalonnage. Il détermine les constantes caractéristiques du bidule(*) en imposant que les points mesurés sur le bord d'une règle au 1/100ème soient sur une droite. On peut montrer que l'ensemble des constantes ainsi déterminées est unique ; la méthode est simple, rapide et précise.

Programme de test et mise en forme : il vérifie la conformité des informations délivrées, teste les redondances, les élimine, fournit des coordonnées cartésiennes.

(*) Ce sont essentiellement les coordonnées de la butée, les pas des codeurs, les coefficients d'allongement liés à la flèche des fils tendus, en fonction de la distance entre pôles car la méthode de mesure donne ces résultats à une similitude près.

- Ses résultats.

- Précision. Le pas des codeurs ΔP correspond sur la table à 50 μ. Avec de telles coordonnées bipolaires l'erreur n'est pas isotrope et dépend de la position du point dans le plan. Le maximum de l'erreur est $\sim \Delta P/\sin \frac{\theta}{2}$ (où θ est l'angle entre les deux fils). L'étalonnage par mesure d'une droite permet d'obtenir une distribution globale d'erreur que l'on peut résumer en une gaussienne de demi largeur $\sigma \simeq 50$ μ. Les effets de distorsion de l'optique sont nettement inférieurs à ces 50 μ. L'erreur humaine de pointé triple la valeur indiquée. Ceci, compte tenu du facteur de grandissement, donne une précision pour chaque point de 20 μ sur le film(*). Cela est très largement suffisant pour les besoins du programme filtre utilisé ; la trace, bien que n'étant pas vraiment circulaire, est confinée dans une bande de 200 μ de large(**).

- Vitesse. Malgré la simplicité de l'opération nous n'avons pu obtenir plus de 15 événements, du type envisagé ici, par heure. Le facteur humain est ici déterminant et la vitesse de croisière s'est avérée de l'ordre de 7 événements par heure. C'est le point crucial de ce système : ce chiffre est bien trop faible pour qu'une telle méthode soit viable. Pour en corriger l'effet il nous faut accroître le nombre d'appareils créant d'épineux problèmes de gestion.

- Qualité. Le taux de rejet au niveau des tests de redondance est de l'ordre de 10 %. Ceci nécessite donc une ou deux reprémesures pour descendre au-dessous de 1 %. Le taux de rejet à la mesure HPD pour erreur de prémesure est inférieur à 2 % et est noyé dans les autres rejets. Une

---

(*) Cela a permis d'utiliser de tels pointés comme mesures définitives.

(**) Le "scanning" fournit une localisation de 2 cm, la prémesure de 200 μ, la mesure espère 2 μ.

nouvelle mesure d'événements incorrects à partir des mêmes prémesures ne met pratiquement pas en évidence de rejets de ce chef. Par contre les pertes mal comptabilisées,liées à des difficultés de gestion dues à la diversité des supports d'information et au nombre de manipulations,peuvent être importantes et très variables mais ne donnent lieu à aucun biais. Le schéma ci-joint en donne un aperçu.

Pour nous résumer,un tel système de prémesure n'est que difficilement viable en raison de l'importance abusive du facteur humain. C'est là l'origine des travaux sur le "scanning" automatique présentés en première partie.

2) La mesure du HPD (3 et 4).

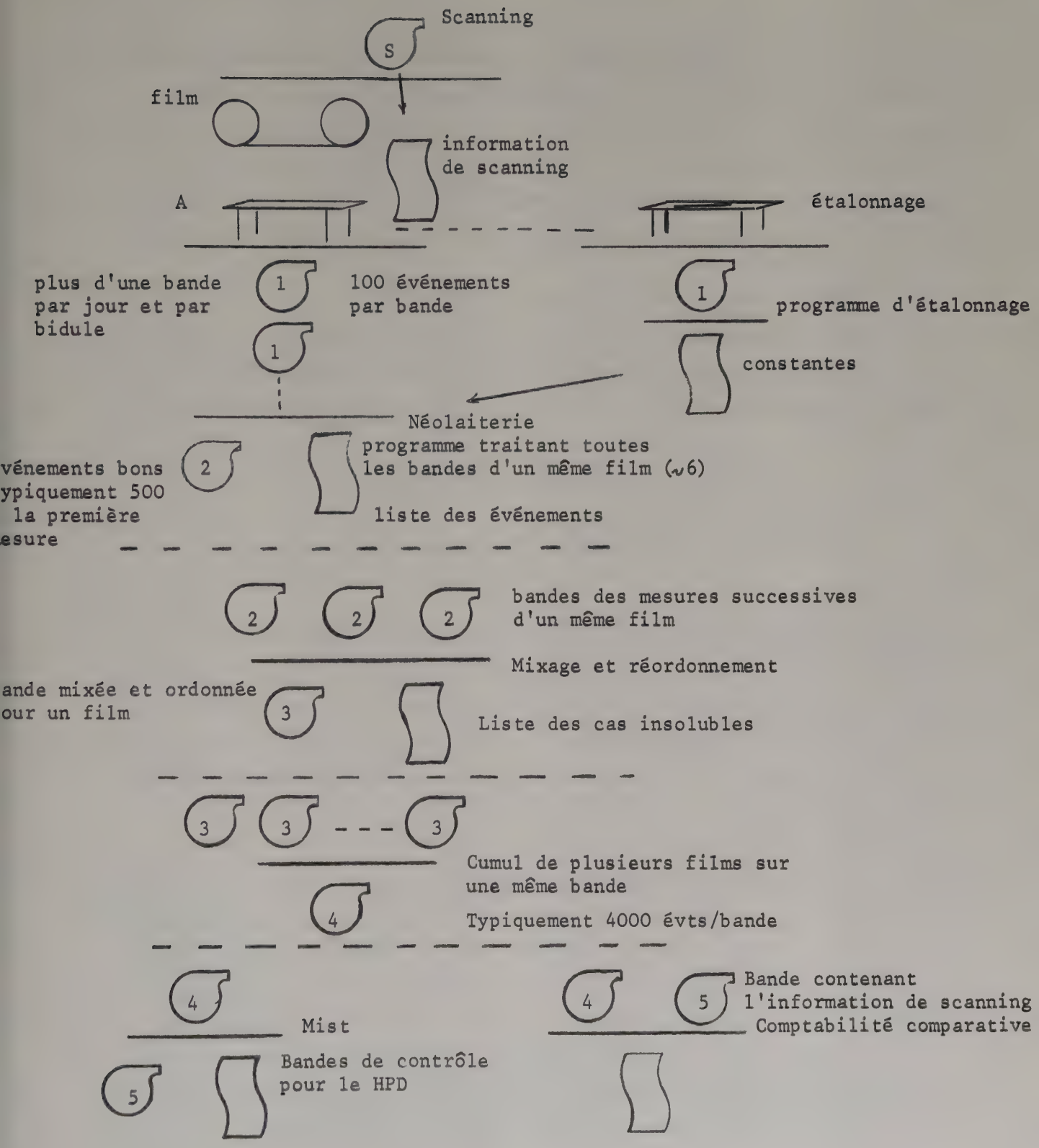
Ici, l'importance du facteur humain est minime et la rapidité de mesure est essentiellement liée à l'efficacité du matériel utilisé. Nous avons évoqué dans la première partie les détails techniques de l'opération de mesure aussi allons-nous insister ici sur le côté organisation et rendement aux points les plus délicats.

- Quelles sont les difficultés ?

Notre HPD est un instrument relativement complexe et délicat, surtout du fait qu'il s'agit d'un appareil ancien dont la technologie de construction est périmée et qui débite un volume très important d'information. Il pose des questions de maintenance aiguës tant du point de vue du diagnostic que de l'intervention : le diagnostic nécessite l'usage de programmes d'analyse spéciaux, les interventions dans un matériel déjà désuet sont malaisées et peu attrayantes. C'est pourquoi cet appareil qui peut mesurer 60 événements par heure(*) n'a donné au mieux que 120.000 événements par an.

(*) Les HPD plus récents tournent nettement plus vite.

SCHEMA DE PREMESURE



Le volume d'information est très important. Nous stockons temporairement celle - ci sur bandes magnétiques. Une vue d'un événement représente environ 20.000 coordonnées (après sélection des régions utiles grâce à un masque réalisé d'après les données de prémesure). Deux cents événements occupent trois bandes magnétiques ; aussi le parc de bandes à filtrer peut-il devenir très important (de l'ordre de 1.800 bandes dans notre expérience).

Le maniement d'un tel volume de bandes magnétiques ne se fait qu'avec de nombreuses pertes difficiles à maîtriser (oublis, pertes matérielles, erreurs de parité) mais sans corrélation à l'information physique.

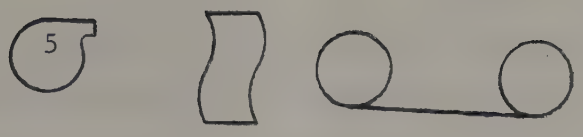
- Quels sont les attraits d'une mesure au HPD ?

Les plus évidents semblent être la vitesse de la mesure et sa précision :

- Vitesse. Les chiffres théoriques nous permettent d'espérer pour le modèle dont nous disposons, plus de 100.000 événements par poste de huit heures et par an, mais des raisons de maintenance ne nous ont pas permis de dépasser 120.000 événements par an pour deux postes et cela suppose un investissement lourd en prémesure (si l'on utilise la chaîne de traitement en vigueur).

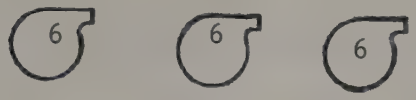
- Précision. Les pointés du HPD sont faits avec une précision théorique de l'ordre de 2 μ. Mais ceci n'est qu'un leurre car il faut tenir compte des effets systématiques dus par exemple à la mesure des croix et à l'influence du bruit de fond sur la reconstruction des traces dans le filtre, des distorsions optiques (au mieux de l'ordre de 10 microns sur les bords), de la diffusion multiple, enfin de la qualité de la reconstruction géométrique. Ainsi l'utilisation d'un programme de géométrie ne tenant pas compte de la perte d'énergie nous a donné, en raison

SCHEMA DE MESURE HPD ET DU
TRAITEMENT JUSQU'AU DEPOUILLEMENT



- Film
- Liste guide
- Bande de contrôle

"HPD"



Une bande par vue

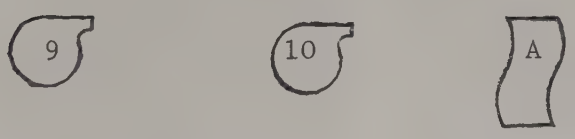
"Filtre"

Bande contenant les événements filtrés

"Cumul de bandes"

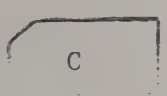
Typiquement 2000 événements

"Thresh Grind"



Liste des événements présentant des ambiguïtés avec parcours mesurés et potentiels, ionisation, résultats des ajustements cinématiques.

"Examen par un physicien" de la liste A.



Cartes contenant l'information ajoutée par le physicien.

Bande dite "DST" ne contenant plus que les hypothèses jugées satisfaisantes sur 10 avec le complément d'information C.

de la présence de mesures de protons sur un trop long parcours, une distribution de la masse du Λ plus étalée que celle fournie par des mesures classiques (planche I-3).

Par contre il est deux points pleins de charmes : l'aspect systématique de la mesure et la donnée pour chaque trace d'une mesure d'ionisation.

- Aspect systématique de la mesure.

On peut s'attendre lors d'une mesure automatique à avoir une systématique des rejets relativement simple à établir. Cela est vrai mais ici encore nous avons quelques retombées néfastes de la prémesure, la précision des points sur les traces et la longueur de trace prémesurée sont empreints de subjectivité. Nous étudierons un peu plus loin la systématique des rejets.

- Mesure de l'ionisation.

Après examen des "digitisations" d'une trace, le programme Filtre nous fournit une estimation de l'ionisation et de son erreur (*) pour chaque vue. Dans l'état actuel elle souffre des défauts suivants :

- elle n'est pas normalisée et nous ne pouvons donc utiliser que les rapports des ionisations de deux traces ou un ajustement global des valeurs mesurées aux valeurs prédites pour une hypothèse cinématique.
- nous n'avons pu dégager de normalisation générale entre les traces dites anormales et les traces dites normales (**).

(*) Dans la version utilisée cette mesure résultait uniquement d'une densité de digitisations dans les zones de trace jugées claires.

(**) Les traces sont dites ainsi selon qu'elles ont été mesurées dans un balayage vertical (normal) du HPD ou horizontal (anormal).

- il y a un phénomène de saturation lorsque l'ionisation devient importante. La trace incidente et les traces secondaires sont dans deux régions de la chambre très distinctes et il est donc malaisé de comparer leurs ionisations. Pour la même raison nous avons le plus souvent abandonné toute comparaison (du moins automatique) entre les traces d'un V° et les traces secondaires de l'apex principal.

Néanmoins cette information d'ionisation garde une grande importance et dans les limites que nous venons de donner, elle s'est avérée décisive pour la séparation des hypothèses cinématiquement ambiguës, surtout pour les événements présentant un K°.

3) Choix des hypothèses par un ajustement des quantités cinématiques mesurées et des ionisations estimées.

Après un filtrage des données nous avons recours aux programmes classiques du CERN (Thresh et Grind) pour la reconstruction géométrique et cinématique des événements. Le programme Grind a toutefois été légèrement modifié pour tenir compte de l'ionisation et choisir la bonne hypothèse dans tous les cas simples (adjonction d'une procédure "juge").

La procédure d'ajustement cinématique utilisée dans le programme Grind est bien connue. Au vu de l'état initial et de la topologie nous affectons aux particules observées(*) des jeux de masses et envisageons la présence de particules non observées. Ainsi le V° peut être un Λ, un K° ou un γ ; s'il est un Λ les secondaires de l'apex principal sont très probablement des π mais peuvent être des K.

(*) Des particules neutres peuvent être observées par leur désintégration, ainsi le Λ. Le problème est un peu différent si nous nous intéressons simultanément à l'ajustement des deux vertex (principal et de désintégration) et non pas seulement à celui du vertex principal.

Le programme Grind vérifie la compatibilité de ces hypothèses avec la conservation de l'impulsion et de l'énergie. Si cette conservation fournit des contraintes le Grind affecte à l'hypothèse une probabilité de compatibilité avec ces contraintes ; remarquons qu'il ne s'agit pas là de la probabilité pour que cette hypothèse soit exacte car il faut également tenir compte de la probabilité a priori pour que cette réaction ait lieu en ce point de l'espace des phases. C'est pourquoi la séparation des hypothèses ne peut être que globale et satistique. Nous aborderons cette question dans les paragraphes C et D.Si nous ne disposons d'aucune contrainte,certaines conditions de positivité de la masse et de l'énergie manquantes doivent néanmoins être vérifiées.

Nous avons alors appliqué automatiquement les deux critères suivants :

- Une coupure aux très faibles probabilités pour les réactions contraintes, une coupure en masse et énergie manquantes pour les réactions non contraintes.

- Lorsqu'une réaction non contrainte est en compétition avec une réaction fortement contrainte présentant les mêmes particules observées (par exemple $\Lambda \pi^+ \pi^-$ et $\Lambda \pi^+ \pi^-$ (M M)) nous avons toujours éliminé la réaction non contrainte. Remarquons que l'information conservée pour la réaction contrainte contient en fait toute l'information de la réaction non contrainte.

Nous avons utilisé une procédure très semblable pour le choix par l'ionisation :

Pour chaque hypothèse satisfaisant ces critères cinématiques, nous calculons l'ionisation théorique des traces. La comparaison, à chaque

apex pris séparément, entre ces valeurs calculées et les valeurs mesurées, et ce pour les trois vues, fournit un χ^2 (ou une probabilité)(*).

Nous ne nous sommes alors permis de trancher que dans le cas suivant : toute réaction présentant au vertex principal un χ^2 trop élevé est rejetée. La coupure est déterminée expérimentalement par l'examen d'un certain nombre d'événements.

Nous ne dirons donc rien des événements où l'ionisation n'est pas mesurée sur une vue, ni de ceux où une trace de l'apex principal est anormale.

L'application successive de ces critères nous laisse les taux d'ambiguïté suivants (**):

- critères cinématiques : $\sim$ 20 %
- critère d'ionisation : $\sim$ 10 %

Nous produirons alors pour tous les cas ambigus une liste présentant tous les renseignements susceptibles d'aider à trancher :

- impulsions et angles des traces.
- valeurs des χ^2 et probabilités des ajustements cinématiques aux deux apex.
- ionisations prévues et mesurées pour chaque vue et chaque trace. χ^2 pour chaque apex.
- parcours potentiels de chaque particule.

(*) L'ionisation n'a rien d'une bonne variable gaussienne et le χ^2 est un mauvais critère, mais il est simple. Aussi ne l'avons nous utilisé que lorsque la conclusion est très claire, demandant au physicien de résoudre les cas plus délicats.

(**) Ces chiffres se rapportent à l'ambiguité sur l'identification des particules observées et ne tiennent pas compte d'ambiguités telles que $\Lambda\ \pi\ \pi$ $\Sigma\ \pi\ \pi$.

L'examen par un physicien de cette liste permet,en se fondant sur des critères malaisés à automatiser,de réduire le taux d'ambiguité à 2 % . La vitesse de ce dépouillement qui ne nécessite pas l'examem de la photographie est grande : 40 secondes par événement étudié. Ainsi le dépouillement total des événements à Λ a exigé moins de 20 heures de travail.

Tests de la qualité d'un tel dépouillement.

Le diagramme de la planche I-1 permet de se faire une opinion favorable sur le choix purement automatique. Indépendamment nous avons dépouillé plusieurs films en regardant les photographies. Toutes les conclusions faites à l'oeil étaient conformes à celles de la liste qui s'avéraient néanmoins plus précises. L'examen ultérieur des distributions de quantités physiques ne nous a jamais suggéré de biais dans ce jugement.

Nous pouvons, maintenant que nous avons achevé l'identification des événements, faire une synthèse sur le problème des pertes survenues en cours de traitement.

4) Problème des pertes et des remesures.

Nous voudrions ici examiner à chaque étape du traitement le volume des pertes et leur caractère,pour savoir si l'on doit en attendre un biais dont il faudra tenir compte dans l'analyse physique.

- Au scanning.

La procédure de scanning en deux passes et un examen contradictoire permet d'évaluer l'efficacité d'une telle opération pour un type d'événement

choisi. Elle est supérieure à 98 %. L'inefficacité est due surtout à de mauvaises identifications : lorsque le V° est très proche de l'apex principal l'événement est aisément pris pour un quatre branches, ou à une mauvaise visibilité : bords de la chambre. Ces défauts sont liés au V° et nous montrerons dans le paragraphe suivant comment nous pouvons en tenir compte assez aisément.

- A la prémesure.

Disposant d'un fichier scanning de référence (FER)(*) et des prémesures effectuées, nous faisons une comptabilité. Elle indique une perte globale de 25 % qui se ventile comme suit :

- perte de l'ordre de 15 % par imposition d'une zone fiducielle,
- 10 % de rejets par l'opérateur dont les trois quarts sont des rejets de films entiers par suite de l'absence de marques de Brenner ou de la qualité des photographies sur une vue au moins ; tout ceci n'a d'autre effet que de restreindre l'importance de l'échantillon. Le dernier quart est constitué des événements notés par l'opérateur comme non mesurables pour des raisons diverses ; leur nombre semble négligeable mais leur spécificité peut entrainer des biais : par exemple les traces très courtes.

L'incidence de ces pertes, très inégale selon la réaction envisagée, doit être évaluée pour chacune d'elle ; par exemple la perte des protons courts produit un biais évident aux petits transferts dans la distribution des événements de la réaction $K^- p \to K^{-*}_{890} p$.

(*) Voir la thèse de E. Barrelet pour l'établissement d'un tel fichier (2).

- A la mesure HPD.

Les pertes de gestion : oublis, erreurs de parité, erreurs de positionnement du HPD, ne sont pas négligeables. Les pertes liées à la mesure sont plus difficiles à dénombrer car elles ne donnent lieu que rarement à des diagnostics dans le programme Filtre. Néanmoins nous pouvons distinguer quelques sources de biais importants : traces trop courtes, traces à forte inclinaison, traces traitées en balayage anormal.

- A la reconstruction les causes principales de rejet sont :

mauvaise géométrie des traces à forte inclinaison, mauvaise cinématique des traces courtes (le moment est très mal mesuré), pertes de gestion.

N'ayant pu évaluer séparément les diverses pertes survenant après la prémesure, nous avons opéré ainsi : sur un lot restreint tous les événements prémesurés et ne donnant aucun ajustement cinématique acceptable ont été remesurés et reconstruits; nous avons alors étudié plus en détail les rejets de ce deuxième passage. Voici les chiffres.

Nous avons dû traiter à nouveau près de 30 % des événements. Le taux de rejet au second passage fut de 50 %. Il nous est ainsi resté 15 % de rejets dont la partie aléatoire non biaisée peut être donc évaluée à 10 %. C'est là que nous apprécions le caractère systématique des pertes de mesure : sur les 5 % restant moins de deux étaient liés à la prémesure, deux à des V_o en bout de chambre ou à des apparences de V_o : γ ou K_2° ou V_o ne pointant pas. Les seuls biais évidents étaient liés aux traces courtes en projection (traces à l'arrêt, interactions secondaires).

Nous verrons au paragraphe suivant leur estimation précise pour les Λ. En conséquence, nous n'avons pas fait de remesures, leur seul avantage étant de fournir un complément de statistique de 20 %. Le rapport du nombre d'événements utiles au nombre d'événements décomptés est de l'ordre de 50 %.

C - Identification d'états finals séparés, leurs biais.

Nous avons ainsi achevé l'extraction et l'identification des événements pris isolément. Nous allons par des considérations statistiques, tenter d'extraire des lots d'événements correspondant à des états finals séparés et d'apprécier les biais qui les affectent. Pour cela, après avoir exposé la méthode de séparation des états finals, nous l'appliquerons à la recherche des événements présentant un Λ. L'étude de la désintégration du Λ nous permettra l'estimation des biais géométriques et leur correction. Incidemment cela nous fournira une détermination de la durée de vie du Λ.

Nous préciserons la séparation des états finals qui nous serviront à l'étude des réactions annoncées en résolvant le problème de l'ambiguité $\Lambda - \Sigma^\circ$.

1) Méthode.

Arrivés au stade décrit dans le paragraphe B) il nous reste deux types d'ambiguité :

- l'ambiguité sur l'identification des particules observées.
- l'ambiguité sur l'identification des particules manquantes.

Aucune considération individuelle ne nous permet plus de résoudre ces questions et seule une comparaison statistique des populations engendrées par chacune des réactions dans le domaine d'ambiguïté peut permettre d'envisager une répartition globale des événements entre ces réactions, ainsi que l'estimation de la contamination mutuelle. Dans certains cas, comme l'ambiguité entre Λ et K, les densités de population peuvent être calculées aisément. Le même principe nous permet de mettre en balance l'hypothèse rare ΛK^+K^- et l'hypothèse $\Lambda\pi^+\pi^-\pi^\circ$ bien plus fréquente mais dont l'espace de phase est plus vaste.

Tout ceci n'est vrai qu'à la limite où les erreurs sont exactement évaluées et où leur utilisation à des fins de séparation, estimation de χ^2 ou de probabilités, est correcte. Il n'en est pas ainsi, c'est pourquoi l'analyse statistique de certaines grandeurs physiques peut, corrélée au rapport des probabilités, affiner la séparation individuelle des événements. Seul le reliquat est alors justiciable du traitement envisagé plus haut.

C'est le cas de l'ambiguïté Λ - Σ° où l'étude du diagramme du rapport des probabilités de l'hypothèse Σ° et de l'hypothèse Λ en fonction du cosinus de l'angle de désintégration du Σ° permet d'isoler des lots presque purs de Λ et de Σ°.

2) Etude du lot des deux branches plus Λ.

Après avoir isolé le lot de Λ nous développerons certains points permettant d'apprécier sa qualité ou les biais dont il souffre ; l'étude de la répartition des apex dans la chambre nous fournira les premiers éléments de l'étude de la vie moyenne du Λ.

a) Séparation du lot.

Nous ne tentons d'ajuster les V° qu'avec les hypothèses Λ, K° ou γ. Il nous est donc aisé de visualiser l'ambiguité Λ - K en figurant en abscisse la masse invariante du V dans l'hypothèse $\pi^+ \pi^-$ et en ordonnée dans l'hypothèse p π^-. Considérons la planche I-2. Nous voyons deux bandes l'une pour le K, l'autre pour le Λ puis quelques points épars : γ ou K°_2 . Le Λ n'ayant pas de polarisation longitudinale nous pouvons, à partir des spectres d'impulsions calculer les deux distributions. Les populations respectives dans les zones non ambigues nous fournissent une normalisation aisée. Il apparaît que les ambigus sont, pour l'essentiel et sauf indication contraire de l'ionisation, des Λ et nous les avons considérés comme tels. Dans l'ensemble des V° nous disposons ainsi d'environ 55 % de Λ soit près de 13.000 événements.

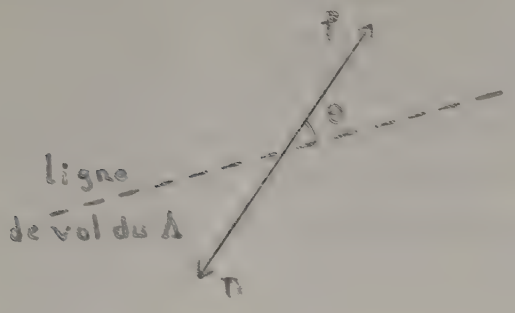
b) Distribution de la masse du V^o.

La faible valeur Q de la désintégration du Λ et sa masse élevée font de la distribution de la masse invariante des V^o interprétés comme Λ un mauvais test de la précision de mesure. Nous montrons néanmoins cette distribution sur la planche I-3. La valeur moyenne(*) est de $1{,}2488 \pm 5{,}10^{-5}$ (l'erreur est purement statistique) mais elle est peu sensible à un biais éventuel des impulsions dû à la détermination du champ magnétique. L'écart quadratique de la distribution des carrés des masses traitée comme gaussienne est de 0,450, valeur supérieure à celle obtenue à partir de mesures IEP. Nous attribuons cela surtout à la mesure de protons de désintégration très longs. En effet leur perte d'énergie n'est pas prise en compte par la version utilisée du programme Thresh.

(*) Les valeurs présentées sont évaluées en pondérant les points expérimentaux par l'inverse du carré de l'erreur fournie par la reconstruction.

c) Distribution de l'angle de désintégration.

Nous nous attendons à avoir une perte importante pour les traces très courtes aussi regarderons-nous la distribution en $\cos\theta$ dans le centre de masse du Λ par rapport à la ligne de vol du Λ dans le laboratoire. Elle est présentée sur la planche I-4. La distribution attendue est plate. Nous voyons une perte de près de 15 % dans les deux premiers intervalles correspondant aux π émis vers l'arrière. Ceci s'explique aisément : l'impulsion des π les plus lents est de 30 MeV soit un parcours de 6 mm, l'impulsion des protons les plus mous est proche de 200 MeV soit un parcours de 3 cm. Cette perte est très sensible à l'impulsion du Λ donc au transfert. C'est pourquoi nous avons, pour chaque réaction étudiée, examiné le biais ainsi introduit sur les distributions en transfert. Nous n'avons pu déceler aucun effet supérieur à 0,5 fois l'erreur indiquée pour chaque intervalle.



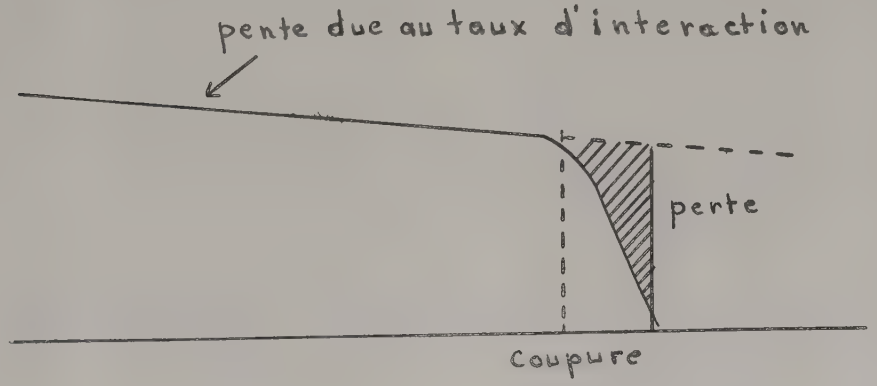
d) Distribution du plan de désintégration par rapport à l'axe z (axe des caméras) dans le laboratoire.

En raison de la disposition des caméras (axes parallèles, angle stéréoscopique relativement faible) nous attendons une perte dans les traces à forte inclinaison ou lorsque les deux traces du V° sont presque confondues à l'apex. C'est pourquoi nous présentons la distribution de l'angle $(\vec{z}, \vec{p}_p \wedge \vec{p}_\pi)$. Une perte caractérisée autour de 90° est évidente (planche I-5). Cette perte n'est pas un biais.

e) Distributions des apex dans la chambre.

- L'apex principal.

Ce paragraphe a pour but de définir une zone fiducielle dans laquelle nous savons évaluer toutes les pertes d'événements. Les événements à V^o se prêtent mal, en raison de la loi de désintégration du V^o, à la détermination d'une telle zone ; aussi avons-nous utilisé les événements à quatre branches. Supprimant tous les événements qui ont des traces mal reconstruites nous étudions la distribution des apex en x, y et z (axes de la chambre). En y et z la coupure est aisée. En x nous voyons l'effet du choix d'une zone à la prémesure plus, pour les grands x, l'effet de la mauvaise qualité des mesures en bout de chambre. Nous évaluons une coupure conformément au schéma ci-dessous.



- L'apex du V^o.

Il est important, et tout particulièrement pour l'étude du taux de désintégration des Λ, de connaître une zone de chambre sans perte pour la détection des Λ. Agissant comme pour l'apex principal nous pouvons donner des coupures approchées. L'étude de la variation du taux de désintégration en fonction de ces coupures nous a permis de les préciser.

3) Détermination de la vie moyenne du Λ.

Nous notons L la longueur parcourue par le Λ dans le laboratoire, p le module de l' impulsion dans le laboratoire, m_Λ la masse du Λ, τ sa durée de vie qui est ici le module du quadrivecteur parcours (L, t), λ la vie moyenne.

La vie moyenne est ainsi définie : soit N le nombre de Λ non désintégrés au temps τ, le nombre ΔN de Λ qui se désintégrent entre τ et $\tau + \Delta\tau$ est proportionnel à N : $\Delta N = -\frac{1}{\lambda} N \Delta\tau$ soit $N = \lambda e^{-\tau/\lambda}$ et en normalisant l'intégrale à 1, nous considérons alors la probabilité de désintégration d'un Λ, $p = e^{-\tau/\lambda}$.

Pour calculer le temps de vie τ il nous suffit de remarquer la proportionnalité entre le quadrivecteur parcours et le quadrivecteur impulsion : $\frac{L}{p} = \frac{\tau}{m_\Lambda}$ soit $\tau = \frac{L}{p} m_\Lambda$.

Pour déterminer expérimentalement λ il ne suffit pas de considérer l'histogramme de τ car il est nécessaire de tenir compte des biais suivants :

- biais sur p. - Ils peuvent être systématiques - mauvaises déterminations des impulsions - ou localisés - pertes aux faibles valeurs de p.

L'obtention correcte d'événements à quatre contraintes laisse entendre que le biais systématique est faible, par contre les pertes localisées en p peuvent ne pas être négligeables. Nous les avons testées en pratiquant des coupures en p qui n'ont pas fait apparaître de variations importantes dans la détermination de λ.

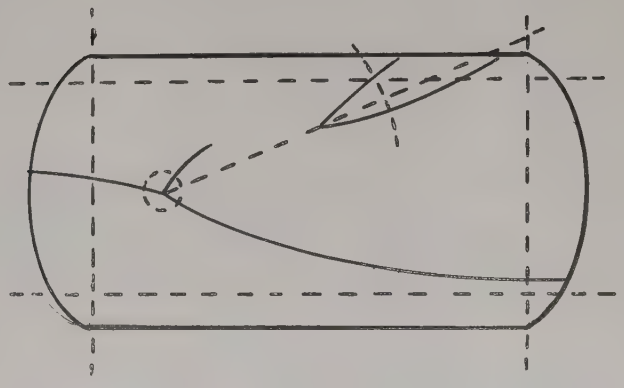
- biais sur l'identité des Λ. - Nous avons vu que tous les V° ambigus Λ- K avaient été considérés comme des Λ ; la présence dans ce lot de K°dont la vie moyenne est nettement plus faible pourrait biaiser notre détermination ; éliminer tous les ambigus sans introduire de biais nous ferait perdre trop d'événements. Nous essayerons d'évaluer cette contribution en faisant varier la coupure en longueur inférieure (voir plus loin).

- biais sur L. - Leur présence,liée à la taille de la chambre et à l'inefficacité de détection pour les V trop proches de l'apex principal,est évidente mais on peut les pallier aisément. Pour chaque Λ nous définissons un domaine de parcours $[L_1, L_2]$ tel que la probabilité d'observer la désintégration dans ce domaine soit 1. Nous coupons toutes les désintégrations qui se passent en dehors affectant donc la probabilité zéro à tout V situé hors de $[L_1, L_2]$; connaissant la loi de désintégration nous pouvons alors affecter à l'événement réel un poids correspondant à sa probabilité d'être vu :

$$Pd = \frac{\lambda}{e^{-\frac{1}{\lambda}\frac{m_\Lambda}{p} L_1} - e^{-\frac{1}{\lambda}\frac{m_\Lambda}{p} L_2}}$$

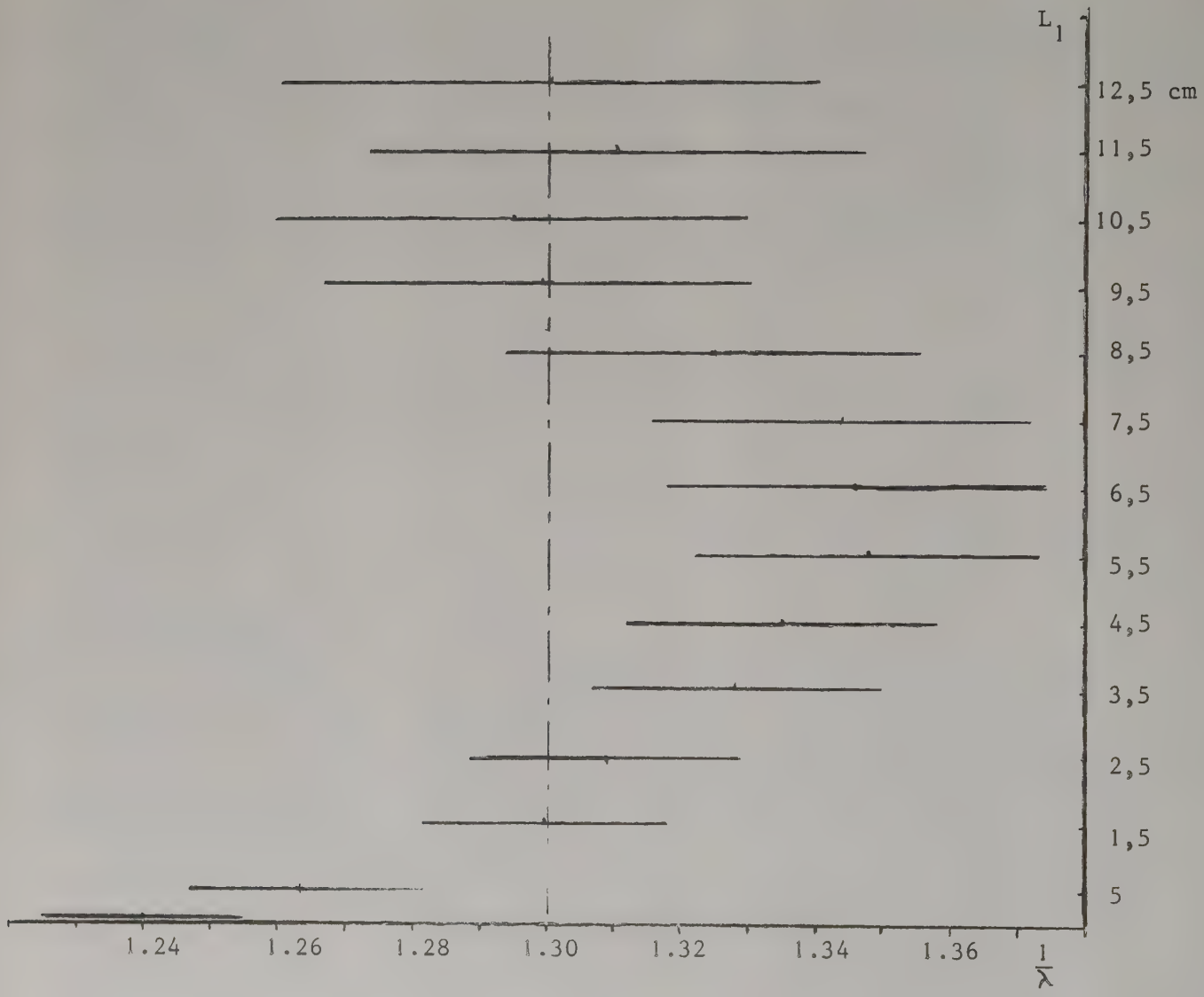
Détermination de L_1 et L_2.

- Nous avons défini des zones fiducielles dans la chambre qui nous permettent de déterminer L_2. Néanmoins nous avons dû ajouter une coupure systématique pour tous les V° distants de plus de 50 cm de l'apex principal;



en effet il semble que l'affectation de tels V° à un événement ait été souvent mal faite au scanning. Le nombre d'événements ainsi coupés est de l'ordre de 5 pour 10.000.

- Pour L_1 le choix d'une coupure est plus délicat. Après essai nous avons opté pour une coupure isotrope (et non en projection sur le plan du film) et avons effectué des déterminationsde $\frac{1}{\lambda}$ en fonction de cette coupure. C'est ce que nous présentons dans la figure ci-dessous et discutons lors du choix de la "bonne" valeur.



Estimation de la vie moyenne.

Nous avons alors procédé en ajustant par maximum de vraisemblance une courbe $e^{-\tau/\lambda}$ à l'histogramme pondéré et coupé comme nous venons de l'indiquer.

En fonction de la coupure L_1 les diverses déterminations font apparaître une dispersion de l'ordre de deux fois l'erreur statistique.

Pour les faibles valeurs de L_1 (< 1,5cm) la perte d'événements est évidente. Nous pensons que l'accroissement de $\frac{1}{\lambda}$ lorsque L_1 varie de 1,5 à 7 cm peut être lié à la présence de K° mais la signification statistique d'une tel effet reste très faible (< 2 écarts) aussi choisirons-nous la valeur suivante : $\frac{c}{\lambda} = .130 \pm .003$

ou $\lambda = (2.53 \pm 0.06)\ 10^{-10}$ sec pour 11.150 événements.

Discussion de ce résultat.

La taille de la chambre et l'énergie dans le centre de masse de la réaction nous ont permis d'évaluer λ sur un lot plus varié en longueur et en impulsion que dans les mesures plus anciennes. Par contre l'abondance d'événements à moins de quatre contraintes ne nous permet pas d'être absolument sûrs de la pureté de notre lot de Λ. L'erreur indiquée tient compte non seulement des effets statistiques mais encore de l'évaluation des effets cinématiques.

Dans tout ce qui suit les événements ont toujours été pondérés par le facteur de visibilité que nous avons défini dans ce paragraphe.

4) Séparation des états finals stables servant à l'étude des réactions présentées.

Nous allons décrire les problèmes liés à la séparation des états finals :

$$\Lambda K^+ K^-, \quad \Lambda \pi^+ \pi^-, \Lambda \pi^+ \pi^- \pi^\circ, \Sigma^\circ K^+ K^-, \Sigma^\circ \pi^+ \pi^-$$

Ils sont essentiellement au nombre de deux :

- séparation des réactions présentant des K,
- séparation entre Λ et Σ°.

a) Les seules réactions avec K étudiées sont $\Lambda K^+ K^-$ (7 contraintes au total) et $\Sigma^\circ K^+ K^-$ (5 contraintes).

Les ambiguïtés prises en compte sont dues aux $\Lambda\pi^+ \pi^-$, $\Lambda \pi^+ \pi^- \pi^\circ$ et $\Sigma^\circ \pi^+ \pi^-$.

Nous avons retenu comme tels tous les événements ayant des ajustements cinématiques acceptables pour $\Lambda K^+ K^-$ et $\Sigma^\circ K^+ K^-$.

Les ambiguïtés avec les événements moins contraints sont assez naturellement résolues en faveur des plus contraints.

Sans doute la procédure est-elle plus douteuse pour les $\Sigma^\circ K^+ K^-$ mais nous n'extrayons de cet état final que la réaction $\Sigma^\circ \phi$ or les faibles largeur et valeur Q du ϕ induisent une contrainte supplémentaire permettant de lever toute ambiguïté.

Le même fait contribue également à la pureté du lot des $\Lambda \phi$.

b) Pour résoudre la très importante ambiguïté Λ-$\Sigma^{(*)}$ nous avons utilisé comme critère de décision le rapport $\frac{\text{probabilité dans l'hypothèse } \Lambda}{\text{probabilité } \Lambda + \text{probabilité } \Sigma^\circ}$

La coupure a été choisie de telle sorte que pour le lot total des Σ° la distribution angulaire du Λ dans le centre de masse du Σ° par rapport à la ligne de vol du Σ° dans le centre de masse général soit plate (distribution de $\cos\theta$).

Pour les réactions $\Lambda\, K^+\, K^-$, $\Sigma^\circ K^+\, K^-$ cela nous a mené à considérer tous les ambigus comme des $\Lambda\, K^+\, K^-$. C'est tout particulièrement exact lorsque le système $K^+\, K^-$ constitue un ϕ.

Pour les réactions $\Lambda\, \pi^+\, \pi^-$, $\Sigma^\circ \pi^+\, \pi^-$ le nombre de Λ non ambigus est de 552 celui de Σ° non ambigus 494; nous présentons sur la planche I-6 un diagramme à deux dimensions où chaque point est repéré par $\cos\theta$ et $\frac{p_\Lambda}{p_\Lambda + p_\Sigma}$. Nous avons ainsi réparti 1.188 ambigus. Nous distinguons clairement deux structures :

- pour $\frac{p_\Lambda}{p_\Lambda + p_\Sigma} < .2$ une distribution assez étalée en $\cos\theta$ et concentrée aux faibles valeurs de p_Λ/p_Σ. Ce sont les Σ°.
- pour $\frac{p_\Lambda}{p_\Lambda + p_\Sigma} > .2$ une distribution très piquée en $\cos\theta$ centrée autour de $p_\Lambda/p_\Sigma = 1$ ce sont les Λ.

A faible $\cos\theta$ l'ambiguïté est mal résolue.

(*) Nous aurions pu réduire cette ambiguïté en serrant les erreurs ou en mettant des coupures plus fortes sur les probabilités de chaque hypothèse, mais une telle procédure qui traite indépendamment chaque hypothèse, est bien moins satisfaisante que la méthode comparative que nous utilisons.

Nous avons évalué les taux de contamination mutuelle : moins de 1,5 % de Σ° dans les Λ, moins de 3 % de Λ dans les Σ°.

Nous présentons sur la planche I-7 les distributions en cosθ pour les lots ainsi choisis de Σ° et de Λ. Celle du Σ° est bien plate.

Il y a un petit nombre d'événements ambigus $\Sigma^\circ \pi^+ \pi^-$, $\Lambda \pi^+ \pi^- \pi^\circ$. Le même diagramme à deux dimensions que précédemment nous apprend que ce sont pour l'essentiel des Σ°. Il est difficile de trouver une coupure pour éliminer les $\Lambda \pi^+ \pi^- \pi^\circ$. Nous avons donc considéré tous ces événements comme des $\Sigma^\circ \pi^+ \pi^-$ une limite supérieure de la contamination étant de 4 %.

Lors de l'étude des $\Lambda \pi^+ \pi^- \pi^\circ$ tous les événements donnant un ajustement convenable ont été pris comme tels.

Voici donc séparés les états finals dont nous allons extraire les réactions, objets de notre attention.

D - Mise en évidence des réactions à deux corps : $\Lambda\omega$, $\Lambda\rho$, $\Sigma\rho$, $\Sigma\phi$ et Λf, Λf^*, Σf.

Elles constituent toutes les réactions observables où un Λ, ou un Σ, est produit associé à un méson vectoriel (1^-) ou tensoriel (2^+). Nous n'avons pu en effet extraire les réactions Σf^* et ΛA_2. Leurs faibles sections efficaces théoriques et l'abondance du fond sous le A_2 nous le laissaient prévoir.

Les réactions avec production de Λ + méson pseudoscalaire (0^-) ne seront pas présentées ici (réf. 5, 6) mais seront utilisées à des fins de comparaison; ce sont $\Lambda \pi^\circ$, $\Lambda \eta$, $\Lambda \eta'$. Certaines de ces réactions sont

présentes également dans des états finals différents de ceux que nous étudions ici. Ce sont :

$\Lambda\ \phi$ dans l'état final $\Lambda\ K_1^\circ\ (K_2^\circ)$ (*)
$\Sigma\ \phi$ dans l'état final $\Sigma^\circ K_1^\circ\ (K_2^\circ)$
$\Lambda\ f^*$ dans les états finals $\Lambda\ K_1^\circ\ K_1^\circ$, $(\Lambda)\ K_1^\circ\ K_1^\circ$, $\Lambda\ K_1^\circ\ (K_1^\circ)$.

Les événements correspondants ont suivi une chaîne de traitement différente de celle présentée dans les pages précédentes;en particulier ils ont été mesurés avec des IEPs.

Les problèmes concernant ces états finals sont décrits dans la thèse de I. Videau (réf. 1). Nous nous contenterons d'utiliser ces lots en concurrence avec ceux qui proviennent de notre propre travail.

Examinons maintenant l'extraction des réactions susdites à partir des états finals à deux branches plus un V_o soit :

$\Lambda\omega$ provenant de $\Lambda\ \pi^+\ \pi^-\ \pi^\circ$
$\Lambda\phi$ et Λf^* provenant de $\Lambda\ K^+\ K^-$
$\Lambda\rho$ et Λf provenant de $\Lambda\ \pi^+\ \pi^-$
$\Sigma\phi$ provenant de $\Sigma\ K^+\ K^-$
$\Sigma\rho$ et Σf provenant de $\Sigma\ \pi^+\ \pi^-$

1) Séparation - Contaminations.

a) $\Lambda\ \omega$

L'ω est la seule particule que nous extrayons des $\pi^+\ \pi^-\ \pi^\circ$. Nous avons remarqué que cet état final comprenait de nombreux ambigus avec $\Sigma\ \pi^+\ \pi^-$, $\Lambda\ K^+\ K^-$ et même avec $\Lambda\ \pi^+\ \pi^-$.

(*) Les parenthèses indiquent que la particule n'est pas observée.

Considérons la planche I-8a. Elle représente le spectre des masses du système ($\pi^+ \pi^- \pi^\circ$) autour de la masse du ω. Le fond est faible. Les ambigus $\Lambda K^+ K^-$ donnent des masses du système mésonique assez nettement supérieures à .8 GeV. Les $\Lambda\pi^+ \pi^-$ sont peu nombreux et le spectre donné par les $\Sigma \pi^+ \pi^-$ est très étalé, la part présente sous le ω est donc faible. La masse du ω est assez petite pour que sa distribution expérimentale ne soit pas perturbée par les réflexions d'Y*.

Nous avons donc défini le ω par la coupure
$0{,}76 \text{ GeV} < M(\pi^+ \pi^- \pi^\circ) < 0{,}82 \text{ GeV}$; la contamination de fond est alors inférieure à 6 %.

b) $\Lambda \phi$ et $\Sigma \phi$.

Les planches I-8 b et c présentent les distributions de la masse des systèmes $K \bar{K}$ au voisinage de la masse du ϕ. En raison de l'importance et de la finesse du pic du ϕ nous l'avons défini simplement par la coupure : $M (K \bar{K}) < 1.035$ GeV.

La proportion de fond dans le lot ainsi défini est inférieure à 3 %.

c) Λf^*.

La planche I-9 présente les distributions des carrés des masses $(K \bar{K})$ pour les divers états finals au voisinage de la masse du f^* et leur somme. Nous avons défini la région du f^* par la coupure $2.18 > M^2 (K \bar{K}) > 2.43$. Le fond présent dans le lot ainsi choisi est de l'ordre de 30 %, aussi tous les résultats concernant le f^* nécessiteront-ils l'usage d'une procédure de soustraction à partir de bandes de contrôle voisines. Cette méthode se légitime par l'étroitesse relative du f^* sur un fond assez régulier.

d) $\Lambda\,\rho$, $\Sigma\,\rho$, $\Lambda\,f$, $\Sigma\,f$ - Planche I-8 d et e.

Pour ces quatre réactions le problème est le même : le ρ et surtout le f ont de grandes largeurs, le fond, essentiellement composé par des Y^*, est important.

Nous avons abordé cette question de deux manières : délimitant le ρ et le f par des coupures nous avons soustrait le fond en l'estimant dans des bandes de contrôle jouxtant la coupure principale, puis, arguant du fait que le fond est dû pour l'essentiel à l'$Y^*_{(1385)}$ ainsi qu'à la bosse en $\Lambda\,\pi^+$ et $\Sigma\,\pi^+$ située vers 1.700 MeV, nous n'avons utilisé du diagramme de Dalitz $\Lambda\,\pi^+\,\pi^-$ ou $\Sigma\,\pi^+\,\pi^-$ que la moitié correspondant aux fortes masses $\Lambda\,\pi^+$ et $\Sigma\,\pi^+$, la conservation de la parité à la désintégration du ρ et du f nous permet alors de compléter les distributions par symétrie.

Nous avons vérifié la concordance des deux méthodes et avons choisi la seconde parce que plus simple, son caractère intrinsèque facilite la comparaison des résultats ainsi obtenus avec les prédictions de modèles globaux tel celui de Veneziano ; la coupure sur l'angle de désintégration est aisée à faire et nous ne faisons pas intervenir de bandes de contrôle qui prennent en compte des phénomènes étrangers au sujet de notre étude. Les erreurs introduites par la soustraction compensent, et au-delà, la perte de statistique introduite par la méthode choisie.

2) Evaluation des sections efficaces. Problèmes des rapports d'embranchement.

La table I contient les sections efficaces totales, les sections efficaces intégrées sur l'hémisphère avant et sur l'hémisphère arrière pour toutes les réactions présentées. Nous y avons joint,à des fins de comparaison,les sections efficaces de production des états $\Lambda + 0^-$ ($\Lambda\pi^\circ$, $\Lambda\eta$, $\Lambda\eta'$) et des états ΛK, $\Lambda K^*_{(890)}$, $\Lambda K^*_{(1400)}$ issus de l'état initial $\pi^- p$ à la même énergie (ref. 7, 8 et 9).

Pour les réactions $\Lambda\phi$, $\Sigma\phi$, Λf^* nous nous reporterons à la référence 1 ; signalons toutefois que pour Λf^* la section efficace donnée correspond au seul état final $K\bar{K}$, les rapports d'embranchement étant mal connus ; si l'on en croit Aguilar Benitez et al. (ref. 10) la contribution d'autres états finals à la désintégration du f^* est faible et la section efficace donnée est sensiblement la section efficace totale.

Pour les autres réactions l'étude du dénombrement des événements de type deux branches plus un V_o (201) comparé à celui des désintégrations de K^- en trois corps nous fournit la section efficace de production des 201 : $\sigma = (3.47 \pm 0.26)$mb.

Nous pouvons, en tenant compte des pertes spécifiques à chaque état final, évaluer les sections efficaces suivantes :

$$\sigma(K^- p \to \Lambda \pi^+ \pi^- \pi^\circ) = (0{,}86 \pm 0{,}086)\text{mb}$$
$$\sigma(K^- p \to \Lambda \pi^+ \pi^-) = (0{,}26 \pm 0{,}026)\text{mb}$$
$$\sigma(K^- p \to \Sigma \pi^+ \pi^-) = (0{,}13 \pm 0{,}015)\text{mb}$$

Connaissant alors la proportion de $\Lambda\omega$ produits dans l'état final $\Lambda \pi^+ \pi^- \pi^\circ$ nous obtenons

$$\sigma(K^- p \to \Lambda \omega) = (74 \pm 9)\mu\text{b}$$

compte tenu du rapport de branchement $(\pi^+\pi^-\pi^\circ)/\Gamma(\text{total})$

Dans le cas du ρ et du f nous avons eu recours à une procédure d'ajustement au diagramme de Dalitz considéré d'une fonction représentant les principales caractéristiques de l'état final :

pour le $\Lambda \pi^+ \pi^-$ ou le $\Sigma \pi^+ \pi^-$

- un fond proportionnel à l'espace des phases
- une Breit-Wigner centrée sur la masse du ρ et de largeur 160 MeV
- une Breit-Wigner centrée sur la masse du f et de largeur 190 MeV
- une Breit-Wigner centrée sur la masse du $Y^*_{(1385)}$ et de largeur 40 MeV
- une Breit-Wigner de masse et largeur variable autour de 1.7 GeV en $\Lambda \pi^+$ ou $\Sigma \pi^+$.

En raison de la faible statistique nous nous sommes limités à ces paramètres et avons utilisé la forme de Breit-Wigner classique (sans correction de largeur variable).

Les proportions de ρ et de f produits nous ont alors fourni les sections efficaces en $\pi^+ \pi^-$. Nous ne donnons pas de section efficace totale pour le f^* en raison de la relative méconnaissance des rapports d'embranchement.

Nous venons ainsi d'aboutir à une séparation plus ou moins complète des réactions étudiées et à une évaluation de leur importance numérique. Nous allons pouvoir maintenant nous attacher à une description plus détaillée des caractéristiques de chacune, susceptible de suggérer les mécanismes par lesquels elles sont produites. C'est l'objet des chapitres suivants.

C H A P I T R E I I

ANALYSE EXPERIMENTALE DES REACTIONS A DEUX CORPS.

Introduction.

Nous nous proposons de montrer comment l'étude exhaustive de la matrice densité de polarisation dans l'état final d'une réaction à deux corps ($0^- \; 1/2^+ \rightarrow 1/2^+ \; n$)(*) nous permet, même lorsque l'état initial n'est pas polarisé, d'évaluer les amplitudes de réaction. Une réaction à deux corps A + B → C + D est décrite par une matrice de transition T dont chaque élément est une amplitude qui ne dépend que de l'énergie dans le centre de masse de la réaction($\sqrt{s}$) et du transfert d'impulsion (t). En l'absence de polarisation initiale nous ne pouvons espérer mesurer que la matrice densité dans l'état final $\rho_f = TT^*$. L'analyse des distributions de désintégration des particules C et D nous permet cette mesure.

Nous développerons une technique originale de mise en évidence des amplitudes dans la matrice densité par le carré de leurs modules et par leurs termes d'interférence, ouvrant ainsi la voie à la généralisation des méthodes proposées par E. Barrelet (11) pour les réactions $0^- \; 1/2^+ \rightarrow 0^- \; 1/2^+$. Nous chercherons une expression de cette matrice densité appropriée à l'étude du mécanisme qui, dans nos réactions, nous a semblé dominant : le mécanisme d'échange dans la voie croisée (t).

(*) Les particules sont ici symbolisées par leurs spin J et parité P sous la forme usuelle J^P.

Puis nous appliquerons ces moyens à l'étude des réactions $K^- p \to \Lambda \omega$, $\Lambda \phi$, $\Lambda \rho$, Λf, Λf^*, $\Sigma \phi$, $\Sigma \rho$, Σf dans la mesure où le nombre d'événements dont nous disposons et la pureté de nos lots nous le permettra. Ainsi l'étude la plus complète ne pourra-t-elle être menée qu'avec les états finals $\Lambda \omega$ et $\Lambda \phi$.

A - Méthode d'analyse des états de polarisation dans les réactions $0^- + 1/2^+ \to 1/2^+ + n^{(-)n}$.

1) Matrice densité, expressions générales.

Nous nous intéressons ici à des réactions où l'état initial est formé d'un méson pseudoscalaire et d'un baryon ($J^P = 1/2^+$) non polarisé. La matrice densité de l'état initial est donc une matrice 2 x 2 proportionnelle à $\mathbb{1}$ notée ρ_i.

L'état final est constitué d'un baryon ($J^P = 1/2^+$) dont nous observons une désintégration faible qui permet de mesurer sa polarisation et d'un méson de spin n et de parité naturelle $(-1)^n$ qui se désintégre par interaction forte en deux ou trois mésons pseudoscalaires.(*) Le baryon est ici un Λ ou un Σ°. Nous observons la désintégration faible du Λ en $p + \pi^-$ avec un facteur d'asymétrie $\alpha = 0{,}645$. La désintégration électromagnétique du Σ° en $\Lambda + \gamma$ ne nous permet pas de mesurer sa polarisation mais nous pouvons évaluer cette dernière par la relation $P_\Sigma = -3\, P_\Lambda$ (**), en analysant le Λ produit. Les seuls mésons effectivement étudiés ici sont de spin et parité 1^- ou 2^+, mais les méthodes sont générales.

(*) Tout ce que nous avançons est vrai quelque soit le méson pourvu que sa désintégration conserve la parité et que l'on en connaisse les amplitudes.

(**) Cette relation montre que pour avoir une mesure de polarisation dans les réactions avec Σ° comparable à celle obtenue dans les réactions avec Λ, il faut avoir près de 10 fois plus d'événements. C'est la raison pour laquelle nous n'avons pu étudier les polarisations dans les réactions à Σ°.

L'étude de la matrice densité de l'état final se fera donc à partir des distributions angulaires de désintégration du baryon et du méson. Les conditions de symétrie dont nous disposons sont liées à la conservation de la parité dans la réaction de production et dans la désintégration du méson. Les états de spin dans l'état final sont au nombre de $(2 \times 1/2 + 1)(2 n + 1)$ soit 6 pour la production de mésons vecteurs et 10 pour la production de tenseurs. Les matrices densité ρ_f seront donc de dimensions respectives 6 x 6 et 10 x 10. Nous pouvons projeter ρ_f sur les états de polarisation du baryon ou du méson dont les matrices densité sont ρ_B de dimensions 2 x 2 et ρ_M de dimensions $(2 n + 1) \times (2 n + 1)$ soit 3 x 3 ou 5 x 5 selon que le méson est de spin parité 1^- ou 2^+.

- La distribution angulaire de désintégration est donnée à partir des matrices de désintégration du baryon T_B et du méson T_M, par

$$I = \mathrm{Tr}\left[(T_B \otimes T_M)\ \rho_f\ (T_B \otimes T_M)^*\right]$$

La matrice de désintégration relie l'état initial à une particule $|\{p\}, j\ m>$ à l'état final à v particules : $\bigotimes_{i=1}^{v} |\{p_i\}, j_i\ m_i>$, où $\{p_i\}$ figure la tétrade associée à la particule i (ref. 12).

Le méson se désintégrant en deux pseudoscalaires (*) nous n'avons dans T_M qu'une amplitude de désintégration , aussi la contribution de T_M à la distribution angulaire est-elle purement cinématique. Dans T_B nous avons deux amplitudes, l'une A conservant la parité, l'autre B la violant ; la dépendance dynamique est alors entièrement contenue dans le paramètre d'asymétrie $= \dfrac{A^* B + B^* A}{|A|^2 + |B|^2}$.

(*) Ceci est vrai également lorsqu'un 1^- se désintègre en trois pseudoscalaires ou lorsqu'un 2^+ se désintègre en un 1^- et un 0^- ; c'est-à-dire pour une large part des désintégrations connues.

- la matrice densité de l'état final ρ_f peut s'exprimer à partir de la matrice de transition T :

$$\rho_f = T\ \rho_i\ T^*$$

Ceci implique que le rang de ρ_f est 2. L'état initial étant non polarisé, $\rho_f = T\ T^*$.

2) Choix des axes, voies d'une réaction.

Les éléments de la matrice ρ_f vont être évalués à partir de la distribution angulaire I. Pour les exprimer il nous faut préciser les axes auxquels nous référons T_B et T_M. A chacune des deux particules de l'état final, notée P, nous associons deux autres particules de la réaction P' et P" ; nous avons ainsi trois quadrivecteurs P, P', P" indépendants(*) où P est celui de la particule intéressée. Nous construisons alors une tétrade par orthogonalisation en respectant les conventions(**) : soit N le produit extérieur de P, P', P" ; soit N_1 le produit extérieur de P, P', N ; soit N_2 le produit extérieur de P, N_1, N. Les quatre quadrivecteurs P, N_1, N_2, N sont orthogonaux. Il suffit de les normer et de veiller à ce que la tétrade soit correctement orientée. Nous étudions la désintégration d'une particule au repos (P = 0), les trois autres quadrivecteurs ont alors leur composante de temps nulle. Dans ces conditions $\vec{N}$ est la normale au plan de production, $\vec{N}_2$ est colinéaire à $\vec{P}'$ et $\vec{N}_1 = \vec{N}_2 \wedge \vec{N}$.

(*) Toutes les particules de la réaction sont exprimées comme sortantes, ainsi par exemple la quadri-impulsion du K^- utilisée ici est-elle l'opposée de l'impulsion mesurée.

(**) Pour tout détail voir l'appendice I. Une telle définition covariante des systèmes est d'un grand intérêt pratique : les calculs dans tous les systèmes sont identiques et la précision meilleure, car nous travaillons directement dans le système ou les mesures sont faites - le laboratoire.

- Signification du choix de $\vec{P}'$.

Considérons le système du centre de masse de (P, P'), nous y avons la relation $\vec{P} + \vec{P}' = 0$. Faisons la transformation qui permet de passer de ce système au système où P est au repos; $\vec{P}'$ donne la direction de la ligne de vol de P. Ainsi nous avons choisi comme axe la ligne de vol de P dans le système où (P, P') est au repos. Selon le cas un tel choix est donc caractéristique de la voie s, t ou u, les systèmes d'axes correspondants se déduisent l'un de l'autre par rotation autour de la normale au plan de production.

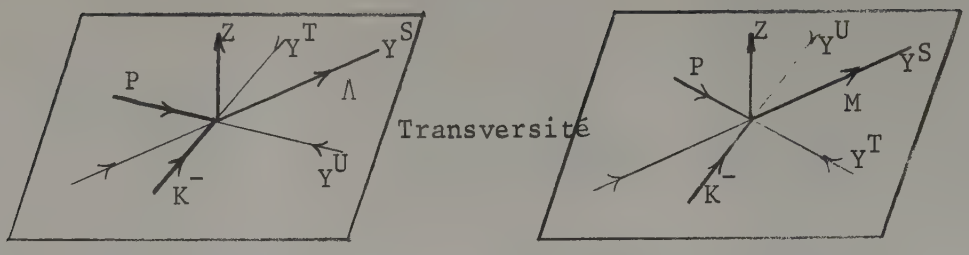
- Choix de l'axe de quantification.

Nous pouvons utiliser les deux possibilités habituelles : l'axe de quantification est la normale au plan de production - c'est un système dit de transversité, l'axe de quantification est la ligne de vol de la particule analysée - c'est un système dit d'hélicité. Nous avons donc six systèmes(*) de transversité ou d'hélicité pour les voies s, t ou u.

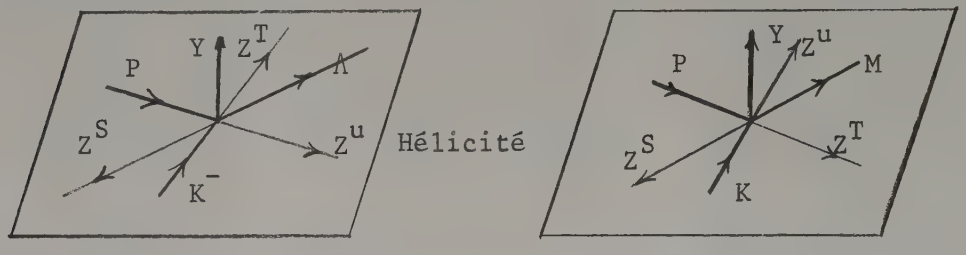
- Propriétés de ces divers systèmes.

Notons par Z l'axe de quantification, nous avons dans le système où la particule qui se désintégre est au repos, les quatre schémas suivants :

(*) Ils s'inscrivent aisément dans le cadre général de tétrades covariantes, néanmoins certains systèmes utilisés ne sont pas de cette sorte mais déduits par une rotation autour de N. Ainsi les systèmes d'axes utilisés par Barrelet.



Désintégration du méson — Désintégration du baryon



Il nous apparaît aussitôt qu'en transversité l'axe de quantification est le même pour le méson et pour le baryon et que nous passons d'une voie à l'autre par rotation autour de l'axe de quantification. De plus l'axe Z étant la normale au plan de production, les conditions de conservation de la parité à la production s'exprimeront simplement. Nous verrons dans le paragraphe 4) que le choix d'une telle base permet de mesurer les carrés d'un système complet d'amplitudes.

Nous passons des systèmes de transversité aux systèmes d'hélicité correspondants par une rotation autour de l'axe O_x (N_1). Les avantages des systèmes d'hélicité sont moins évidents du point de vue cinématique et liés aux caractéristiques dynamiques de la réaction, ainsi, pour les mécanismes d'échange dans la voie t, nous pouvons disposer de la paramétrisation des modèles de Regge et d'hypothèses plausibles de factorisation des amplitudes d'hélicité de la voie t ; elles impliquent asymptotiquement en énergie une propriété semblable pour les amplitudes d'hélicité de la voie s et un comportement cinématique au seuil typique d'une telle hypothèse. Nous verrons cela au paragraphe 6).

3) Effets de la conservation de la parité ; invariants par rotation autour de la normale au plan de production.

- Conservation de la parité à la désintégration du méson.

La matrice densité du méson ρ_M se décompose en somme directe d'éléments qui se transforment suivant des représentations irréductibles du groupe des rotations :

$$\rho_M = \sum_{\ell=1}^{2n} \rho_M^{\ell}$$

Par parité seuls les éléments de ℓ pair sont invariants, donc pour ℓ impair ρ_M^{ℓ} n'est pas mesurable. Cela se traduit dans l'écriture habituelle par $\rho_{ij} = (-1)^{i-j} \times \overline{\rho}_{-j-i} = (-1)^{i-j} \times \overline{\rho}_{-i-j}$ quel que soit le système d'axes pour la partie mesurable.

- Conservation de la parité à la production (l'état initial est non polarisé).

Nous devons ici distinguer l'effet sur les matrices densité de chaque particule produite : ρ_B et ρ_M, et l'effet sur la matrice densité de la réaction ρ. Nous utiliserons un système de transversité pour plus de clarté ; nous avons alors les relations :

$$\rho^{\tau_B\,\tau_M}_{\tau'_B\,\tau'_M} = (-1)^{\tau_B + \tau_M - \tau'_B - \tau'_M} \rho^{\tau_B\,\tau_M}_{\tau'_B\,\tau'_M}$$

$$(\rho_B)^{\tau_B}_{\tau'_B} = (-1)^{\tau_B - \tau'_B} (\rho_B)^{\tau_B}_{\tau'_B}$$

$$(\rho_M)^{\tau_M}_{\tau'_M} = (-1)^{\tau_M - \tau'_M} (\rho_M)^{\tau_M}_{\tau'_M}$$

Pour ρ_B et ρ_M cela nous donne une matrice en "damier". Dans ρ tous les termes donnés par $\rho_B^s \otimes \rho_M^s$ (où ρ_B^s et ρ_M^s désignent les matrices en "damier") sont différents de zéro, mais encore les termes où les éléments de ρ_B et ρ_M changent de signe simultanément, ainsi $\rho_{1\ 0}^{1/2\ -\ 1/2}$ ou $\rho_{2\ -1}^{1/2\ -\ 1/2}$.

Comme nous l'avons vu, nous passons d'un système associé à une voie, par exemple le système de Jackson, au système associé à une autre voie, par exemple le système d'hélicité, par une simple rotation autour de la normale au plan de production. Les invariants par rotation auront donc la même valeur dans les trois voies. Afin d'utiliser les notations des planches présentées dans la partie B du chapitre nous travaillerons dans le système de Jackson(*) (hélicité de la voie t) et chercherons donc les invariants sous J_y, l'opérateur composante de spin selon l'axe Oy. Cela nous donne:dans le cas de spin 1, $\rho_{11} + \rho_{1-1}$ et, en usant de la relation $Tr\rho = 1$, $\rho_{00} + \rho_{11} - \rho_{1-1}$; pour le spin 2 $(\rho_{11} + \rho_{1-1}) + (\rho_{22} - \rho_{2-2})$ donc, $\rho_{00} + \rho_{11} - \rho_{1-1} + \rho_{22} + \rho_{2-2}$ et $\rho_{00} + 3\ (\rho_{22} + \rho_{2-2}) + 2\ \sqrt{6}\ \mathrm{Re}\ \rho_{20}$ en se bornant aux invariants linéaires en ρ. Ils s'écriraient en transversité l'un ρ_{11}^T, l'autre ρ_{00}^T à un facteur près.

(*) Nous écrivons là les invariants pour la matrice densité d'une seule particule ; en transversité il s'agit simplement des carrés des états propres de J_Z, de plus dans un tel système nous pouvons écrire aisément les invariants de la matrice globale.

4) Utilisation des polarisations "linéaires". Mise en évidence de carrés d'amplitudes et conditions de positivité pour la matrice ρ_M.

Nous avons jusqu'ici utilisé la forme classique en ρ_{ij} de la matrice densité ; il pourrait être plus utile d'exprimer la matrice densité dans une base de polarisations "linéaires". Ainsi pour le spin 1 (**) :

$$\rho_{XX} = \rho^H_{11} - \rho^H_{1-1} = \rho^T_{11} - \text{Re}\ \rho^T_{1-1} \quad (*)$$

$$\rho_{YY} = \rho^H_{00} = \rho^T_{11} + \text{Re}\ \rho^T_{1-1}$$

$$\rho_{ZZ} = \rho^H_{11} + \rho^H_{1-1} = \rho^T_{00}$$

$$\rho_{XY} = -\sqrt{2}\ \text{Re}\ \rho^H_{10} = -\ \text{Im}\ \rho^T_{1-1}$$

Il est naturel de calculer les éléments de matrice par des moments (ref. 12) ; nous allons en donner les expressions pour les éléments indiqués ci-dessus. Nous noterons par z le cosinus avec l'axe Oz (classiquement $\cos\theta$), y le cosinus avec l'axe Oy ($\sin\theta\ \sin\phi$), x le cosinus avec l'axe Ox ($\sin\theta\ \cos\phi$) : ils vérifient $x^2 + y^2 + z^2 = 1$. Les éléments de matrice s'écrivent :

(*) Les indices H et T indiquent qu'il s'agit des systèmes d'hélicité ou de transversité. En raison de la conservation de la parité $\rho^T_{11} - \rho^T_{-1-1}$ n'est pas mesurable, aussi désignerons nous par ρ^T_{11} le terme $\frac{1}{2}(\rho^T_{11} + \rho^T_{-1-1})$.

(**) Nous usons de l'expression polarisation "linéaire" par analogie avec le cas du photon.

$$\rho_{XX} = \frac{1}{2} <- 1 + 5\ x^2>$$

$$\rho_{YY} = \frac{1}{2} <- 1 + 5\ y^2>$$

$$\rho_{ZZ} = \frac{1}{2} <- 1 + 5\ z^2>$$

$$\rho_{XY} = \frac{5}{4} <x\ y>$$

et la condition de trace devient $<x^2 + y^2 + z^2> = 1$.

Nous avons trois conditions de positivité :

$$\rho_{XX} \geqslant 0, \qquad \rho_{YY} \geqslant 0, \qquad \rho_{ZZ} \geqslant 0$$

la dernière, classiquement écrite $(\rho^T_{11})^2 \geqslant (\text{Re}\ \rho^T_{1-1})^2 + (\text{Im}\ \rho^T_{1-1})^2$, se traduit par $\rho^2_{XY} \leqslant \rho_{XX}\ \rho_{YY}$.

- Généralisation du formalisme des polarisations linéaires[*].

Dans un premier temps nous ne tiendrons pas compte de la conservation de la parité à la désintégration du méson. Considérons alors les amplitudes a_m et a_{-m}. Nous ne faisons pas figurer d'indices pour les états de spin des baryons initial et final. L'amplitude écrite correspond à un couple d'indices donné[**]. L'état initial n'est pas polarisé mais,

---

(*) Dans la suite de ce paragraphe nous n'indiquerons plus l'indice T et tous les ρ_{ij} seront implicitement multipliés par la section efficace différentielle $d\sigma/dt$.

(**) Lorsque la parité de la transversité du méson est fixée spécifier un couple d'indices pour les baryons est équivalent à choisir entre $(1 + P_z)$ et $(1 - P_z)$.

pour une parité donnée de la transversité du méson final, la sélection d'un état de spin particulier du baryon final opère une sélection correspondante sur le baryon initial. Ceci parce que l'état initial est $0^- + 1/2^+$ et que la parité est conservée à la production(*).

Lorsque nous effectuons la somme sur les états de spin des baryons, les a_m ne figurent plus les amplitudes de réaction mais la structure de ρ_M reste identique.

Nous pouvons aussi considérer que nous avons écrit là les amplitudes de la réaction $0^- + 0 \to 0 + n$,

$$\rho_{mm} + \rho_{-m-m} = a_m a_m^* + a_{-m} a_{-m}^*$$

$$2 \text{ Re } \rho_{m-m} = a_m a_{-m}^* + a_m^* a_{-m}$$

$$2 i \text{ Im } \rho_{m-m} = a_m a_{-m}^* - a_m^* a_{-m}$$

ou encore,

$$|a_m + a_{-m}|^2 = \rho_{mm} + \rho_{-m-m} + 2 \text{ Re } \rho_{m-m}$$

$$|a_m - a_{-m}|^2 = \rho_{mm} + \rho_{-m-m} - 2 \text{ Re } \rho_{m-m}$$

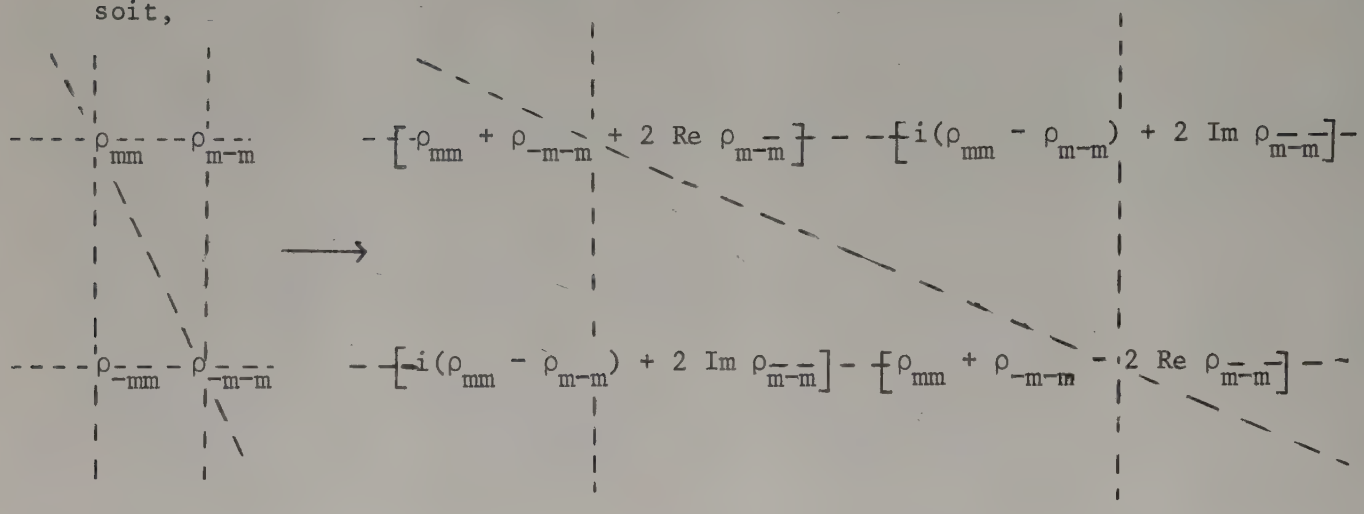
$$(a_m + a_{-m})(a_m - a_{-m})^* = \rho_{mm} - \rho_{-m-m} - 2 i \text{ Im } \rho_{m-m}$$

(*) Ceci, dans un système de transversité, se traduit par la règle de Å. Bohr : $(-1)^{\tau_a - \tau_b - \tau_c + \tau_d} = -\dfrac{\eta_a \eta_b}{\eta_c \eta_d}$, où τ est la transversité des particules et où η indique leur parité intrinsèque, dans une réaction $a + b \to c + d$.

et nous pouvons transformer la matrice densité par le changement de base suivant :

$$|m\rangle,\ |-m\rangle \rightarrow \frac{|m\rangle + |-m\rangle}{i},\ |m\rangle - |-m\rangle$$

soit,



où nous avons fait apparaître sur la diagonale des carrés de module d'amplitudes.

Calcul des termes d'interférence F_{mn} entre les deux amplitudes $(a_m + \varepsilon_m a_{-m})$ et $(a_n + \varepsilon_n a_{-n})$ où ε_m et ε_n peuvent être + 1 ou - 1 :

$$F_{mn} = a_m a_n^* + \varepsilon_m \varepsilon_n a_{-m} a_{-n}^* + \varepsilon_m (a_{-m} a_n^* + \varepsilon_m \varepsilon_n a_m a_{-n}^*)$$

$$F_{mn} = \rho_{mn} + \varepsilon_m \varepsilon_n \rho_{-m-n} + \varepsilon_m (\rho_{-mn} + \varepsilon_m \varepsilon_n \rho_{m-n})$$

Que nous indique alors la conservation de la parité du méson ? Nous ne pouvons pas mesurer les quantités de la forme $\left[\rho_{ij} - (-1)^{i+j} \rho_{-j-i}\right]$; par commodité nous notons ρ_{ij} la quantité $\frac{1}{2}(\rho_{ij} + (-1)^{i+j} \rho_{-j-i})$, les termes diagonaux s'écrivent alors

$$\rho_{mm} + \varepsilon_m \, \mathrm{Re}\, \rho_{m-m}$$

et les termes d'interférence ,

pour $\varepsilon_m \varepsilon_n (-1)^{m+n} = 1$, $\quad \mathrm{Mes}(F_{mn}) = 2\,\mathrm{Re}\,\rho_{mn} + 2\,\varepsilon_m\,\mathrm{Re}\,\rho_{-mn} = \mathrm{Re}\,F_{mn}$

pour $\varepsilon_m \varepsilon_n (-1)^{m+n} = -1$, $\quad \mathrm{Mes}(F_{mn}) = 2\,i\,\mathrm{Im}\,\rho_{mn} + 2\,\varepsilon_m\,i\,\mathrm{Im}\,\rho_{-mn} = i\,\mathrm{Im}\,F_{mn}$

où $\mathrm{Mes}(F_{mn})$ désigne la partie mesurable de F_{mn}.

Dans le cas où $n = m$ et le produit $\varepsilon_m \varepsilon_n = -1$,

$$\mathrm{Mes}(F_{mn}) = 2\,\varepsilon_m\,i\,\mathrm{Im}\,\rho_{-mn}$$

Nous voyons donc que la conservation de la parité à la désintégration ne nous permet de mesurer que les parties réelle ou imaginaire des termes d'interférence, suivant le signe de $\varepsilon_m \varepsilon_n (-1)^{m+n}$.

Si l'on utilise des amplitudes de la forme $(a_m + a_{-m})/i\sqrt{2}$ et $(a_m - a_{-m})/\sqrt{2}$, $\mathrm{Mes}(F_{mn})$ est toujours la partie réelle du terme d'interférence lorsque $(-1)^{m+n} > 0$ et la partie imaginaire lorsque $(-1)^{m+n} < 0$. Quand la parité est conservée dans la réaction et que nous sommons sur les spins des baryons, les termes F_{mn} tels que $(-1)^{m+n} < 0$ sont nuls, la matrice se décompose alors en deux selon la parité de m chacune des deux parties n'étant composée que de produits scalaires d'amplitudes.

- Expression des conditions de positivité pour un spin n.

Pour une amplitude, le carré de son module doit être positif ou nul. Pour deux amplitudes, le carré du terme d'interférence doit être inférieur ou égal au produit des modules carrés des amplitudes. Ainsi dans le cas du spin 1, où les seules amplitudes qui interfèrent sont celles qui ont pour module carré $(\rho_{11} + \text{Re}\ \rho_{1-1})$ (*) et $(\rho_{11} - \text{Re}\ \rho_{1-1})$ et où la partie imaginaire du terme d'interférence est $\text{Im}\ \rho_{1-1}$, nous avons

$$(\text{Im}\ \rho_{1-1})^2 \leqslant (\rho_{11} + \text{Re}\ \rho_{1-1})\ (\rho_{11} - \text{Re}\ \rho_{1-1})$$

soit,

$$\rho_{11} \geqslant (\text{Re}\ \rho_{1-1})^2 + (\text{Im}\ \rho_{1-1})^2$$

Pour trois amplitudes a, b, c, le déterminant des produits scalaires deux à deux doit être positif ou nul (**). Cela s'applique donc si toutes les amplitudes ont un m de même parité et en particulier lorsqu'on somme sur les états de spin du baryon. Cette condition est bien connue en trigonométrie sphérique : soit trois axes $\vec{Oa}$, $\vec{Ob}$, $\vec{Oc}$ faisant entre eux des angles α, β, γ.

Nous avons la relation,

$$\begin{vmatrix} 1 & \cos\alpha & \cos\beta \\ \cos\alpha & 1 & \cos\gamma \\ \cos\beta & \cos\gamma & 1 \end{vmatrix} \geqslant 0$$

soit, $\quad 1 + 2\cos\alpha\cos\beta\cos\gamma - \cos^2\alpha - \cos^2\beta - \cos^2\gamma \geqslant 0$

(*) Nous les écrivons sous la forme classique afin de trouver les conditions de positivité telles qu'on les écrit habituellement, par exemple dans la référence 12.

(**) Lorsque l'on considère cette condition à s et t fixés, et pour un spin du Λ donné, les amplitudes sont des nombres complexes et le déterminant est nul. C'est le cas où les trois axes sont dans un même plan.

Ecrivons cette condition dans le cas de spin 2 pour la partie L = 4 et L = 0 qui se factorise avec la partie L = 2 (déterminant en "damier") :

$$\begin{vmatrix} \rho_{22} + \text{Re}\,\rho_{2-2} & \text{Re}\,\rho_{20} & \text{Im}\,\rho_{2-2} \\ \text{Re}\,\rho_{20} & \rho_{00} & \text{Im}\,\rho_{20} \\ \text{Im}\,\rho_{2-2} & \text{Im}\,\rho_{20} & \rho_{22} - \text{Re}\,\rho_{2-2} \end{vmatrix} \geqslant 0$$

Le développement de ce déterminant nous donne la condition pour le spin 2 fournie dans la référence (12).

Pour n amplitudes. L'expression par déterminant donnée pour trois amplitudes est simplement généralisable. Nous avons alors la condition à n amplitudes plus toutes les conditions à p amplitudes parmi les n ($0 < p < n$). ELles ne sont pas indépendantes. L'ensemble de conditions de positivité pour n amplitudes est réalisé lorsque toutes les fonctions symétriques des racines du polynôme caractéristique de la matrice des produits scalaires sont positives ou nulles c'est-à-dire lorsque, quel que soit p compris entre 1 et n, la somme des mineurs diagonaux d'ordre p (réf. 18) est positive ou nulle. Il est néanmoins plus aisé de vérifier la positivité pour le calcul de chaque mineur qui doit être positif ou nul dans la base où nous l'exprimons. A s, t et spin du Λ fixés, toutes ces quantités sauf les deux premières sont nulles car les amplitudes sont alors des vecteurs de R^2 dont deux seulement sont indépendantes. Plus généralement si l'on projette les amplitudes sur un espace à p dimensions, n-p conditions de positivité sont des égalités.

Remarque sur les conditions de "saturation"(*) d'une relation de positivité à deux amplitudes : le terme d'interférence mesuré ne représentant

(*) L'inégalité est alors une égalité.

que la partie réelle ou imaginaire du terme complet, la saturation implique la nullité de la quantité non mesurable, c'est-à-dire que l'élément correspondant à la partie impaire de la matrice densité est nul. La phase entre les deux amplitudes est alors soit $\pi/2$ soit 0. Lorsque ceci a lieu pour une condition de positivité sur la matrice du méson, après sommation sur les états de spin du baryon final, la condition est plus forte encore ; elle implique la proportionnalité des modules des amplitudes $|a^+|/|a^-| = |b^+|/|b^-|$ où + et - figurent les états relatifs des spins des baryons. Cela est lié à la convexité du domaine de positivité : le barycentre de deux points situés sur la frontière n'y est lui-même que si le segment joignant les deux points en fait partie.

5) Mise en évidence de carrés d'amplitude et conditions de positivité pour la matrice totale ρ_f.

La matrice ρ_B écrite dans le système de transversité avec des polarisations "linéaires", nous donne :

$$\frac{1}{2}\begin{pmatrix} 1 + P_z & P_x + i\,P_y \\ P_x - i\,P_y & 1 - P_z \end{pmatrix}$$

Les valeurs moyennes P_x et P_y sont nulles par conservation de la parité à la production.

Les matrices ρ_M et ρ_B en transversité n'ont pas nécessairement le même référentiel dans le plan de production. E. Barrelet a montré (11) que dans le cas de spins 0 et 1/2 on pouvait mettre en évidence deux carrés de modules d'amplitude et tenter à partir de là de calculer les

amplitudes elles-mêmes au prix de certaines ambiguïtés. Nous pouvons généraliser cela aux spins n, 1/2 en utilisant les polarisations linéaires telles que décrites dans le paragraphe précédent. Il apparaît sur la diagonale des carrés de modules d'amplitude de la forme

$$\{(1 + \varepsilon P_z)\ (\rho_{mm} + \varepsilon' \text{ Re } \rho_{m-m})\} \frac{d\sigma}{dt} = \left| a_m^{\varepsilon} + \varepsilon'\ a_{-m}^{\varepsilon} \right|^2$$

où $a_m^{\varepsilon} = a_m^{1/2\ 1/2} + \varepsilon a_m^{1/2\ -1/2}$. La quantité indiquée dans l'accolade ne signifie nullement que le carré du module se factorise ; nous utilisons cette notation pour rappeler qu'il est obtenu en prenant la valeur moyenne d'une expression qui se factorise en deux termes dont les valeurs moyennes respectives sont $1 + \varepsilon P_z$ et $\rho_{mm} + \varepsilon' \rho_{m-m}$, soit

$$\{(1 + \varepsilon P_z)\ (\rho_{mm} + \varepsilon' \rho_{m-m})\} = \langle F_B F_M \rangle$$

où $\qquad (1 + \varepsilon P_z) = \langle F_B \rangle$ et $(\rho_{mm} + \varepsilon' \rho_{m-m}) = \langle F_M \rangle$

Nous utiliserons cette notation systématiquement.

Les termes d'interférence se calculent comme dans le paragraphe précédent. Les deux carrés d'amplitudes correspondant à $(1 + P_z)$ et $(1 - P_z)$ se prolongent analytiquement l'un dans l'autre pour la variable $e^{i\theta}$ et les méthodes d'estimation des zéros des amplitudes présentées par Barrelet sont applicables à chaque paire de carrés. Les termes d'interférence fournissent les phases entre ces couples d'amplitudes ; Byers et Yang l'ont déjà montré pour le spin 1 (ref. 14). Nous n'avons donc que deux phases arbitraires : une phase globale et la phase relative des deux amplitudes liées, ou encore les phases des deux états de spin du baryon initial que l'on n'observe pas.

Ici les conditions de positivité sont plus délicates à écrire car la matrice comporte des termes mesurables imaginaires qui ne sont donc pas des produits scalaires. Ces termes proviennent du produit des termes F_{mn} de ρ_M tels que $(-1)^{m+n}$ soit négatif, par les termes anti-diagonaux de ρ_B, soit :

$$A_\varepsilon = \{(P_x + i\,\varepsilon\,P_y)\,(\rho_{mn} + \varepsilon_m\,\varepsilon_n\,\rho_{-m-n} + \varepsilon_m\,(\rho_{-mn} + \varepsilon_m\,\varepsilon_n\,\rho_{m-n}))\}$$

Par suite de la conservation de la parité à la désintégration du méson, la partie mesurable est

$$2\,M_{mn} = \rho_{mn} - \overline{\rho}_{-m-n} = \rho_{mn} - \rho_{-n-m} \quad (*)$$

et la partie non mesurable,

$$2\,N_{mn} = \rho_{mn} + \overline{\rho}_{-m-n} = \rho_{mn} + \rho_{-n-m}$$

donc,

$$\rho_{mn} = M_{mn} + N_{mn}$$

$$\overline{\rho}_{-m-n} = N_{mn} - M_{mn}$$

et $$\rho_{-m-n} = \overline{N}_{mn} - \overline{M}_{mn}$$

Si $$\varepsilon_m\,\varepsilon_n > 0,$$

$$A_\varepsilon = \{(P_x + i\,\varepsilon\,P_y)(i\,\mathrm{Im}\,M_{mn} + \mathrm{Re}\,N_{mn} + \varepsilon_m\,(i\,\mathrm{Im}\,M_{-mn} + \mathrm{Re}\,N_{-mn}))\}$$

$$\mathrm{Re}\,(A_+ - \overline{A}_-) = -\,2\,\{P_y\,(\mathrm{Im}\,M_{mn} + \varepsilon_m\,\mathrm{Im}\,M_{-mn})\}$$

$$\mathrm{Im}\,(A_+ - \overline{A}_-) = 2\,\{P_x\,(\mathrm{Im}\,M_{mn} + \varepsilon_m\,\mathrm{Im}\,M_{-mn})\}$$

(*) Découle de la notation explicitée précédemment. Il ne s'agit pas là d'éléments de matrice ; nous avons négligé d'écrire le facteur correspondant aux baryons et l'accolade.

Si $\varepsilon_m \varepsilon_n < 0$, les parties imaginaires se changent en parties réelles. Donc si les termes A_+ et $\bar{A}_-$ ne sont pas mesurables leur différence l'est, ce sont les termes d'interférence de deux amplitudes de modules mesurables. Les modules de A_+ et A_- sont ainsi connus et nous avons deux solutions que nous pouvons distinguer grâce à la mesure simultanée des termes d'interférence A^{ε}_{mn} (avec $(-1)^{m+n} < 0$), $A^{\varepsilon'}_{m'n'}$ (avec $(-1)^{m'+n'} < 0$) et $F_{mm'}$ (tel que $(-1)^{m+n'} > 0$). En introduisant la partie réelle de A nous pouvons écrire les relations de positivité(*) d'ordre supérieur à 2.

La matrice des quantités mesurables pour le spin 1 s'écrit

$$
\begin{pmatrix}
(1+P_z)(\rho_{11}+\mathrm{Re}\rho_{1-1}) & 0 & 0 & (P_x+iP_y)i\mathrm{Im}\rho_{10} & (1+P_z)\mathrm{Im}\rho_{1-1} & 0 \\
 & (1-P_z)(\rho_{11}+\mathrm{Re}\rho_{1-1}) & (P_x-iP_y)i\mathrm{Im}\rho_{10} & 0 & 0 & (1-P_z)\mathrm{Im}\rho_{1-1} \\
 & & (1+P_z)\rho_{00} & 0 & 0 & i(P_x+iP_y)\mathrm{Re}\rho_{10} \\
 & & & (1-P_z)\rho_{00} & i(P_x-iP_y)\mathrm{Re}\rho_{10} & 0 \\
 & & & & (1+P_z)(\rho_{11}-\mathrm{Re}\rho_{1-1}) & 0 \\
 & & & & & (1-P_z)(\rho_{11}-\mathrm{Re}\rho_{1-1})
\end{pmatrix}
$$

Nous noterons dans l'ordre descendant le long de la diagonale les amplitudes A^+_1, A^-_1, A^+_0, A^-_0, A^+_{-1}, A^-_{-1}. La condition de positivité sur les quatre amplitudes A^+_1, A^-_1, A^+_{-1}, A^-_{-1} se factorise en deux conditions sur A^+_1, A^+_{-1} et A^-_1, A^-_{-1} équivalentes à la condition correspondante sur ρ_M (après intégration sur le baryon). La saturation de cette dernière condition (à peu près vérifiée expérimentalement pour $\Lambda\omega$ - voir partie B du même chapitre) implique la nullité de la partie impaire de ρ_M, les conditions de phase $\phi(A^+_1, A^+_{-1}) = \phi(A^-_1, A^-_{-1}) = 0$ et la relation $|A^+_1|/|A^-_1| = |A^+_{-1}|/|A^-_{-1}|$.

(*) Dans le cas de l'analyse en amplitudes il s'agit d'agalités.

6) Aspects dynamiques particuliers liés à l'hypothèse d'un mécanisme d'échange dans la voie t.

Pour faciliter la compréhension nous nous référerons toujours dans ce paragraphe au système d'hélicité de la voie t (Jackson). Nous savons alors (ref. 15) que $\rho_{00} \frac{d\sigma}{dt}$ ne reçoit de contribution que de l'échange de parité non naturelle : $P = (-1)^{J+1}$. A haute énergie la contribution à une polarisation linéaire du méson normale au plan de production $(\rho_{11} + \rho_{1-1}) \frac{d\sigma}{dt}$, est due à l'échange de parité naturelle et $(\rho_{11} - \rho_{1-1}) \frac{d\sigma}{dt}$ à l'échange de parité non naturelle. Nous évaluerons le caractère asymptotique de la région étudiée en usant de la variable $\cos\theta_t$, où θ_t est l'angle de réaction dans la voie t. Ringland et Thews (16) ont indiqué qu'une limite supérieure des contributions non asymptotiques d'échange de parités naturelle et non naturelle aux termes $(\rho_{11} - \rho_{1-1}) \frac{d\sigma}{dt}$ et $(\rho_{11} + \rho_{1-1}) \frac{d\sigma}{dt}$ est respectivement $((\rho_{11} + \rho_{1-1}) \frac{d\sigma}{dt})/\cos^2\theta_t$ et $((\rho_{11} - \rho_{1-1}) \frac{d\sigma}{dt})/\cos^2\theta_t$. Nous les présenterons dans la partie B de ce chapitre.

Nous voudrions maintenant faire quelques remarques sur les conséquences d'une factorisation des amplitudes d'hélicité qui peuvent nous permettre d'étayer expérimentalement une telle hypothèse. Dans la voie t, factoriser les amplitudes revient à découpler le vertex mésonique du vertex baryonique. Ainsi, un modèle d'échange de pôles de Regge nous permet d'écrire pour chaque pôle,

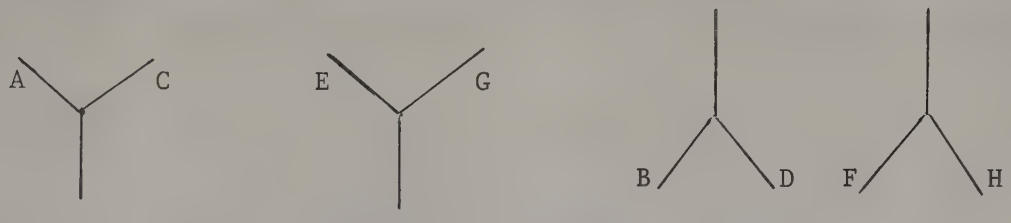
$$f^{(t)}_{cd,ab} = g^{(t)}_{ca} \; g'^{(t)}_{db}$$

où $f^{(t)}_{cd,ab}$ représente l'amplitude d'échange d'un pôle dans la voie t pour la réaction $a + b \to c + d$. Fox et Leader (7) ont montré qu'asymptotiquement une telle factorisation en voie t impliquait également la factorisation en voie s.

En désignant par $f^{(s)}_{cd,ab}$, $f^{(s)}_{gh,ef}$, $f^{(s)}_{gd,eb}$, $f^{(s)}_{ch,af}$ les amplitudes d'hélicité dans la voie s pour les processus

$$A + B \to C + D$$
$$E + F \to G + H$$
$$E + B \to G + D$$
$$A + F \to C + H$$

qui correspondent aux combinaisons des vertex



nous pouvons écrire pour chaque pôle de Regge R_n échangé :

$$f^{(s)n}_{cd,ab}\ f^{(s)n}_{gh,ef} = f^{(s)n}_{gd,eb}\ f^{(s)n}_{ch,af} \quad \text{quand} \quad s \to \infty$$

Ceci nous donne quelques indications sur le comportement des amplitudes au voisinage de $t = 0$: la conservation du moment angulaire implique un comportement en $(\sqrt{-t})^{|\Delta\lambda_M - \Delta\lambda_B|}$; s'il y a factorisation il est modifié en $(\sqrt{-t})^{|\Delta\lambda_M| + |\Delta\lambda_B|}$, où $\Delta\lambda_M$ et $\Delta\lambda_B$ sont les modifications d'hélicité aux vertex mésonique et baryonique. Nous utiliserons ce test de la factorisation au chapitre III.

B - Allure des distributions expérimentales.

1) Quelles sont les distributions que nous présentons pour chaque réaction, pourquoi ?

Le but d'une étude "objective" d'une réaction à deux corps est pour nous l'extraction d'un système complet d'amplitudes à s et t donnés munies de leur phases relatives. Nous avons montré comment mettre en évidence les carrés des modules des amplitudes et certaines phases. A partir de là on pourrait tenter un "paramétrage" de l'amplitude en fonction du transfert, à s fixé par ses zéros (E. Barrelet, réf. 11).

Toutes les quantités nécessaires à une telle analyse sont mesurables (en dehors de deux phases) dans les réactions que nous étudions mais l'importance des lots dont nous disposons est très insuffisante pour toutes les réactions sauf peut être $K^- p \to \Lambda \omega$ et $K^- p \to \Lambda \phi$. Voici les nombres d'événements utiles(*) pour chaque réaction :

$\Lambda \omega$: 416 ; $\Lambda \phi$: 243 ; $\Lambda \rho$: 188 ; Λf : 175 ; Λf^* : 45

$\Sigma \phi$: 73 ; $\Sigma \rho$: 84 ; Σf : 101

Nous allons donc indiquer avant de les discuter quelles sont, pour chaque réaction, les quantités que nous avons jugé utilisables.

Nous avons noté que dans les réactions avec Σ° la mesure de la polarisation nécessitait dix fois plus d'événements que dans les réaction avec Λ. Il est donc impensable de mesurer autre chose que la section efficace différentielle et la matrice densité du méson ρ_M pour les réaction avec Σ°.

(*) Pour $\Lambda \rho$ par exemple c'est le nombre d'événements dans la moitié utilisée du diagramme de Dalitz.

Pour les mésons tenseurs($J^P = 2^+$) nous présentons dans la table II-9 les éléments de matrice intégrés pour $t' < .1$ GeV^2. L'examen des erreurs nous montre combien il est illusoire de vouloir donner autre chose que des sections efficaces différentielles. Cela s'explique pour le f^* en raison du peu d'événements et de la procédure de soustraction, pour le f par sa grande largeur sur un fond mal connu.

Les problèmes de séparation du ρ et sa largeur feront que les seules réactions susceptibles d'être analysées finement sont $K^- p \to \Lambda \omega$ et $K^- p \to \Lambda \phi$.

Nous présentons donc

a) les sections efficaces différentielles pour toutes les réactions (Tables II-2, II-3 - Planches II-2 à II-8).

b) les éléments[(*)] de ρ_M en fonction de t pour les seuls mésons $J^P = 1^-$ et ce dans les systèmes d'hélicité des voies s et t,et u pour les réactions avec pic arrière (Tables II-4 à 8, Planches II-2 à 6).

c) la polarisation du Λ et les corrélations entre la polarisation du méson et la composante légale (normale au plan de production) de la polarisation du Λ pour $\Lambda \omega$, $\Lambda \phi$ et $\Lambda \rho$ (Table II-1, Planches II-9 à 15).

d) les carrés des modules des six amplitudes arrangées par couples pour $\Lambda \omega$ et $\Lambda \phi$. C'est en fonction de θ angle de production et non de t que ces dernières quantités sont présentées (Planches II-16 à 21),en raison des propriétés d'analyticité mentionnées plus haut.

(*) Les formules explicites pour le calcul par moments sont données dans l'appendice II.

La précision sur les termes[(*)] $\{(1 \stackrel{+}{-} P_z)(\rho_{mm} \stackrel{+}{-} \rho_{m-m})\} \frac{d\sigma}{dt'}$ est très mauvaise et plus encore pour les termes d'interférence, aussi l'étude des amplitudes par bandes de transfert est-elle peu efficace. Il faut sans doute faire intervenir globalement les amplitudes sous une forme paramétrée afin de réduire l'erreur par les conditions de régularité. Nous ne présenterons pas ici une telle étude.

e) l'importance des erreurs nous incite à situer nos mesures de la matrice densité dans son domaine de positivité du moins pour les meilleures. (Planche II-1).

A côté des histogrammes classiques nous avons systématiquement utilisé des "histogrammes glissants" où le pas est petit devant l'intervalle d'intégration, ces derniers cependant ne serviront qu'à présenter les résultats les plus qualitatifs. Pratiquement il s'agit d'évaluer la valeur de la fonction étudiée par le nombre moyen d'événements dans un intervalle variable choisi pour contenir un nombre presque constant d'événements, cette valeur a été affectée au barycentre de l'intervalle. Elle est chaque fois munie de son erreur ce qui nous fournit une bande hachurée comme approximation de la fonction. Cela met en évidence très clairement les structures de la distribution dont la signification statistique est suffisante. Par contre les valeurs présentées sont difficilement utilisables parce que le domaine d'intégration[(**)] est variable et que les points ne sont pas indépendants (Planches II-1 et 10 à 21).

C'est pourquoi, pour les données utilisables quantitativement, nous avons utilisé un découpage commun en intervalles indépendants, l'erreur est indiquée par convention sur le point milieu.

(*) Introduits dans la partie A de ce chapitre.

(**) Il est indiqué pour certains points par des barres horizontales.

un pic arrière dominant. Nous sommes d'ailleurs frappés par la similitude entre f^* et f considérés à 4 GeV/c et ϕ et ω considérés entre 2 et 3 GeV où les conditions cinématiques sont proches : le f^* à 4 GeV de même que le ϕ au-dessous de 3 est très périphérique alors que le f, comme le ω l'est peu (réf. 13).

Considérons les planches II -2 à 7. Nous y avons indiqué les limites supérieures des contributions de la parité naturelle à $\rho_{11} - \rho_{1-1}$ et de la parité non naturelle à $\rho_{11} + \rho_{1-1}$ dans le système d'hélicité voie t (réf. 16). Nous remarquons que ces limites sont, pour $\rho_{11} - \rho_{1-1}$ soit presque nulles pour $\Lambda\ \omega$ et $\Lambda\ \rho$, soit atteinte pour $\Lambda\ \phi$. Ceci peut-être lié à l'absence de pic arrière. Cette limite est aussi atteinte en $K^- p \to K^*_{890} p$ et $K^- p \to K^*_{1400} p$ qui n'ont pas non plus de pic arrière et où la voie u est exotique. Pour les réactions avec Σ° $\rho_{11} - \rho_{1-1}$ est presque nul et se prête donc mal à une telle comparaison. Dans $\Lambda\ \omega$ et $\Lambda\ \rho$ le terme en $\rho_{11} - \rho_{1-1}$ n'est pas négligeable et son importance est égale à l'avant et à l'arrière.

4) Le pic avant.

Pour les mésons tensoriels nous ne présentons que la section efficace différentielle (planches II.7-8). La remarque principale concerne la présence d'une retombée à l'avant en Σ f qui n'a pas d'équivalent en Λ f ou $\Lambda\ f^*$. Or pour des masses de méson de cet ordre le biais à l'avant dû aux pertes de Λ peu énergiques n'existe pas en raison de la valeur de t_{min} : 0.14 pour Λ f, 0.2 pour Σ f, 0.3 pour $\Lambda\ f^*$.

Cette remarque concerne aussi les réactions $\Sigma\ \rho$ et $\Sigma\ \phi$ (planches II. 6 et 5). Mais ici nous pouvons détailler en examinant les trois composantes de polarisation. Nous avons donné les distributions dans le système de

Jackson et dans le système d'hélicité voie s. Dorénavant l'absence d'indication particulière correspondra au système de Jackson. Afin d'éviter de déformer le pic arrière nous avons utilisé la variable

$$t' = \frac{|t_{min} - t_{max}|}{2} (1 - \cos\theta^*).$$

Le terme $\rho_{YY} \frac{d\sigma}{dt'} = (\rho_{11} + \rho_{1-1}) \frac{d\sigma}{dt'}$ forme un assez large pic avant dû entièrement à l'échange de parité naturelle ; $\left(\frac{(\rho_{11} - \rho_{1-1})}{\cos^2\theta_t} \frac{d\sigma}{dt'} \right.$ est en effet comparativement très petit$\left.\right)$. Il présente une retombée à l'avant très caractéristique. Ce comportement à $t = t_{min}$ nous permettra d'étayer l'hypothèse de la factorisation des amplitudes d'échange de parité naturelle (chapitre III, § B).

Le terme $\rho_{ZZ} \frac{d\sigma}{dt'} = \rho_{00} \frac{d\sigma}{dt'}$ ne reçoit de contribution que de la parité non naturelle. Dans les réactions à Λ il présente un pic bien plus étroit que ρ_{YY} et s'annule presque à $t' \sim .3$. Son importance est moindre dans les réactions à Σ.

La polarisation P_z du Λ présentée pour $\Lambda\ \omega$, $\Lambda\ \rho$ et $\Lambda\ \phi$ est importante (Planche II-9). Les corrélations entre P_z et les composantes de la polarisation du méson montrent qu'elle est essentiellement liée à l'échange de parité naturelle (Table II-1, Planches II-10 à 15).

5) Les carrés des modules d'amplitudes.

Nous présentons dans les planches II-16 à 21 les carrés des modules des six amplitudes pour $\Lambda\ \omega$ puis $\Lambda\ \phi$. Ils sont dessinés en fonction de l'angle de production θ^* (l'unité étant π). A droite nous avons porté $\left\{ (1 + P_z)\ \rho_{XX} \frac{d\sigma}{d\cos\theta} \right\}$ (*) et à gauche son prolongement en $\theta^* \left\{ (1 - P_z)\ \rho_{XX} \frac{d\sigma}{d\cos\theta} \right\}$ La proportionnalité des modules $|A_1^+||A_{-1}^-| = |A_1^-||A_{-1}^+|$ prévue par la saturation de la positivité est grossièrement vérifiée pour $\Lambda\ \omega$.

(*) Voir partie A du même chapitre pour cette notation.

Nous voyons qu'en plusieurs points la positivité est violée et cela du fait surtout d'une polarisation supérieure à 1. Pour tirer un parti correct de ces données il faut savoir imposer globalement la positivité. Nous pouvons tenter de le faire en représentant les carrés des modules des amplitudes à s donné par les polynômes dont les zéros sont nos paramètres (E. Barrelet (11)). Ceux-ci ne peuvent en effet apparaître comme zéros réels et simples dans le carré du module. Nous écrirons donc la positivité du module en contraignant les zéros de ce module à être complexes ou doubles. Mais une distribution telle que celle en ρ_{YY} nécessite un ordre élevé difficilement compatible avec la pauvreté de nos données. Un examen de ces amplitudes en fonction de s également et singulièrement des zéros en t, peut seul fournir l'intérêt d'une telle étude.

Pour conclure cette présentation sommaire des données nous nous rappellerons les similitudes que nous avons mises en évidence tant entre les réactions où un pic arrière est présent qu'entre celles où il n'y en a pas, et la présence d'une retombée à l'avant dans les réactions avec Σ°. Nous tenterons de mieux comprendre ces points dans le chapitre suivant.

Il nous faut remarquer combien nos données sont insuffisantes pour tirer parti de la méthode d'analyse que nous avons forgée en première partie de ce chapitre. Aussi l'avons-nous proposée moins pour son application immédiate que pour rendre possible une étude claire, détaillée et "objective" des réactions à deux corps $0^- \frac{1}{2}^+ \to \frac{1}{2}^+ n^{(-1)^n}$ lorsque l'état initial n'est pas polarisé mais la polarisation du baryon final mesurée. Elle peut nous mener non seulement à des classifications comme nous le faisons dans le chapitre suivant mais à une compréhension des amplitudes de réaction en fonction de t et de s , et en conséquence des mécanismes de cette réaction. Ce n'est qu'avec un volume de données expérimentales beaucoup plus important que celui dont nous avons disposé qu'une telle étude peut-être entreprise.

———

C H A P I T R E I I I

INTERPRETATION DANS LE CADRE D'UN MODELE D'ECHANGE D'OCTETS DES SIMILITUDES QUE PRESENTENT CES DIVERSES REACTIONS

Nous avons présenté dans le chapitre précédent les résultats expérimentaux concernant différentes réactions. Nous pouvons les classer d'après les similitudes de leurs distributions en transfert, ainsi certaines ont une production très faible à grand transfert ($K^- p \to \Lambda \phi$, ou Λf^*), d'autres comme $K^- p \to \Lambda\omega$ ou $K^- p \to \Lambda\rho$ présentent entre elles des similitudes assez frappantes. Nous allons dans ce chapitre chercher un cadre théorique aussi large que possible qui rende compte de ces parentés.

Nous avons noté que la structure des données suggérait un modèle d'échange ; plutôt que de tester en détail un modèle particulier nous essayerons de n'utiliser que des hypothèses communes à une large classe de modèles dont les propriétés pour l'isospin et SU_3 soient liées aux nombres quantiques de la voie t. Citons le modèle O.P.E. (one particle exchange) ou les diverses formes de modèles de Regge, modifiés ou non par des corrections d'absorption multiplicatives telles qu'elles n'affectent pas la structure en SU_3, ou par des coupures sur les ondes partielles les plus basses comme le modèle de Dar et Weisskopf (réf. 23).

Nous faisons l'hypothèse fondamentale que le pic avant dans les réactions étudiées résulte d'un mécanisme d'échange en voie t, de particules appartenant à des octets de SU_3, ici la composante étrange notée $\mathcal{K}$. Nous distinguons alors un vertex mésonique et un vertex baryonique reliés par un $\mathcal{K}$. Nous disposons de deux types de vertex baryoniques : p Λ $\mathcal{K}$ ou p Σ° $\mathcal{K}$ et pour chacun de ces vertex de plusieurs vertex mésoniques qui diffèrent par le méson produit :

$K^- p \to \Lambda(\pi, \eta, \eta', \rho, \omega, \phi, f, f^*)$ et $\pi^- p \to \Lambda(K, K^*_{890}, K^*_{1400})$ pour le vertex p Λ $\mathcal{K}$

ou $K^- p \to \Sigma^\circ(\rho, \phi, f)$ et $\pi^- p \to \Sigma^\circ(K, K^*_{890}, K^*_{1400})$ pour le vertex p Σ° $\mathcal{K}$

Nous pouvons donc comparer, pour un même vertex baryonique, des réactions qui diffèrent par le méson produit, ou comparer, pour un même méson produit, les réactions avec Σ° et celles avec Λ. Cette étude trouvera son cadre naturel dans la classification selon SU_3 des particules entrant dans la réaction, ainsi, pour les vertex mésoniques, distinguerons-nous les productions de mésons vecteurs ($J^P = 1^-$) et tenseurs ($J^P = 2^+$).

Nous devrons faire appel à deux sortes d'hypothèses complémentaires : la donnée d'un angle de mélange canonique entre singulet et octet de SU_3, la détermination d'un couplage particulier : $g(\phi\rho\pi) = 0$. Elles résultent toutes deux du modèle des quarks mais peuvent être prises comme données expérimentales car elles sont bien déterminées par d'autres caractéristiques des mésons.

Nous obtenons ainsi comme résultats :

les prédictions suivantes pour le pic avant

$$A(K^- p \to \Lambda \omega) \equiv A(K^- p \to \Lambda \rho)$$
$$A(K^- p \to \Lambda \phi) \equiv - A(\pi^- p \to \Lambda K^*_{890})$$
$$A(K^- p \to \Sigma^\circ \phi) \equiv A(\pi^- p \to \Sigma^\circ K^*_{890})$$

quels que soient les états de spin des particules, impliquent l'identité de toutes les quantités mesurables pour chaque couple de réaction; ainsi, les sections efficaces différentielles, les éléments de la matrice densité du méson, la polarisation du baryon sont identiques. Les distributions expérimentales de ces quantités en fonction du transfert vérifient très bien ces prévisions. L'extraction des amplitudes telle que nous l'envisageons au chapitre II permettrait de les éprouver plus complétement mais n'a pu être menée à bien sur notre faible lot expérimental.

Nous avons pu tester dans le cas d'échange de parité non naturelle ($\rho^J_{oo}\ \frac{d\sigma}{dt}$) une prédiction plus forte qui est la conséquence de l'échange d'un seul type d'octets:

$$\sigma_o(K^- p \to \Lambda \omega) = \sigma_o (K^- p \to \Lambda \rho) = \frac{1}{2} \sigma_o (K^- p \to \Lambda \phi) = \frac{1}{2} \sigma_o (\pi^- p \to \Lambda K^*_{890})$$

Elle est en bon accord avec les données expérimentales. Nous pouvons prédire les mêmes résultats pour les mésons tenseurs mais l'absence de certaines données comme $K^- p \to \Lambda A_2$, leur insuffisance générale, l'énergie trop basse pour des comportements périphériques, l'incertitude des rapports de branchement nous ont permis seulement de vérifier, et très approximativement, l'égalité

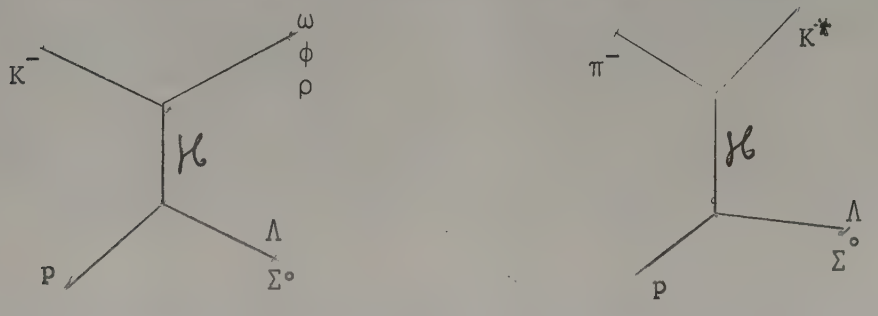
$$\sigma_F (K^- p \to \Lambda f^*) = \sigma_F (\pi^- p \to \Lambda K^*_{1400})$$

où σ_F désigne la section efficace dans l'hémisphère avant ($\cos\theta^* > 0$).

La comparaison à faible transfert des réactions produisant un Σ° avec celles qui donnent un Λ nous suggère un rapport $\frac{D}{F} = -.2$ pour l'amplitude de non-flip du baryon. Cette détermination dépend malheureusement de façon cruciale de certaines hypothèses utilisées pour décrire les réactions.

A) Description par un modèle d'échange d'octets de SU_3 des réactions où le vertex baryonique est donné.

Nous nous faisons le schéma de mécanisme suivant :



En raison de la conservation de la charge et de l'étrangeté $\mathcal{H}$ est la particule étrange chargée d'un octet de mésons. Le vertex baryonique étant donné nous supposons que le rapport des amplitudes des réactions où le méson produit appartient à un octet donné ou au singulet de mêmes nombres quantiques, est fourni par celui des coefficients des couplages au vertex mésonique.

- Ecriture des couplages.

Les couplages au vertex mésonique peuvent être soit octet-octet-singulet (8 x 8 x 1) soit l'un des deux couplages octet-octet-octet (8 x 8 x 8); nous noterons le premier S, les deux autres seront, selon l'usage, séparés en couplage symétrique noté D et couplage antisymétrique noté F. Remarquons aussitôt qu'en raison de l'invariance sous la conjugaison de charge nous ne pouvons avoir simultanément les couplages F et D. Nous aurons un couplage F si le produit des conjugaisons de charge est négatif, un couplage D et un couplage au singulet S s'il est positif.

Pour calculer les coefficients des couplages (*) nous allons utiliser une représentation matricielle des singulets et des octets de SU_3. Notons P, Q, O et R les matrices représentant les octets de la particule incidente, échangée ou produite, ou le singulet ; les couplages s'écrivent alors :

$$S.\ Tr\ (PQR) = S.\ R\ Tr\ (PQ)$$
$$D.\ Tr\ (PQO + POQ)$$
$$F.\ Tr\ (PQO - POQ)$$

- Ecriture de la représentation matricielle des octets de SU_3.

La représentation fondamentale de SU_3 est la représentation 3. Les mésons sont obtenus par produit tensoriel de 3 et de sa conjuguée $\overline{3}$: $3 \otimes \overline{3} = 1 + 8$; ce procédé nous permet donc d'écrire le singulet $Tr\ (3 \otimes \overline{3})$ et l'octet.

Nous allons utiliser pour noter la représentation 3 les symboles du modèle des quarks. Nous ne faisons intervenir pour l'instant aucune propriété spécifique de ce modèle, une telle notation nous permettra néanmoins d'introduire le moment venu certains résultats de ce modèle. Nous userons systématiquement des notations des mésons vecteurs en signalant comment étendre les propriétés établies aux autres familles de mésons.

(*) Nous aurions pu utiliser les tables de coefficients de Clebsch-Gordan pour SU_3 mais la méthode suivie, plus élégante, met mieux en évidence les structures de SU_3 et du modèle des quarks.

Ainsi le produit $3 \otimes \bar{3}$ est représenté par le tenseur autoconjugué

$$\begin{bmatrix} p\bar{p} & p\bar{n} & p\bar{\lambda} \\ n\bar{p} & n\bar{n} & n\bar{\lambda} \\ \lambda\bar{p} & \lambda\bar{n} & \lambda\bar{\lambda} \end{bmatrix} = \frac{1}{3}(p\bar{p} + n\bar{n} + \lambda\bar{\lambda}) \cdot \mathbb{1}$$

$$+ \begin{bmatrix} \frac{2p\bar{p} - n\bar{n} - \lambda\bar{\lambda}}{3} & p\bar{n} & p\bar{\lambda} \\ n\bar{p} & \frac{2n\bar{n} - p\bar{p} - \lambda\bar{\lambda}}{3} & n\bar{\lambda} \\ \lambda\bar{p} & \lambda\bar{n} & \frac{2\lambda\bar{\lambda} - p\bar{p} - n\bar{n}}{3} \end{bmatrix}$$

nous avons mis en évidence le singulet noté ω_1 et l'octet figuré par une matrice de trace nulle. Nous pouvons effectuer de même la mise en évidence du triplet, noté ρ, dans le sous-groupe d'isospin, et l'octet prend la forme bien connue :

$$\begin{bmatrix} \frac{\rho_o}{\sqrt{2}} + \frac{\omega_8}{\sqrt{6}} & \rho^+ & K^{*+} \\ \rho^- & -\frac{\rho_o}{\sqrt{2}} + \frac{\omega_8}{\sqrt{6}} & K^{*o} \\ K^{*-} & \bar{K}^{*o} & -\frac{2\omega_8}{\sqrt{6}} \end{bmatrix}$$

Les autres octets se représentent exactement de la même manière.

- Calcul des couplages.

Nous pouvons alors calculer les traces des produits de matrices et choisir les termes correspondant aux réactions dont nous disposons :

P	Q	0 ou S	F $c_Q\ c_o < 0$	D $c_Q\ c_o > 0$
K^-	$\mathcal{H}$	ω_1		S
K^-	$\mathcal{H}$	ω_8	$\frac{3}{\sqrt{6}}$ F	$-\frac{1}{\sqrt{6}}$ D
K^-	$\mathcal{H}$	ρ°	$\frac{1}{\sqrt{2}}$ F	$\frac{1}{\sqrt{2}}$ D
π^-	$\mathcal{H}$	$K^{*\circ}$	- F	D

Tableau 1

où c_Q et c_o désignent les conjugaisons de charges de l'octet échangé et de l'octet produit. Dans le cas des mésons vecteurs le couplage F est obtenu lorsque c_Q est positif (par exemple échange de K ou de K^*_{1400}), dans le cas des tenseurs lorsque c_Q est négatif (par exemple échange de K^*_{890}).

Les particules physiques produites, ϕ et ω ne sont pas le singulet de SU_3 ω_1 et le singulet d'isospin ω_8 mais des combinaisons particulières :

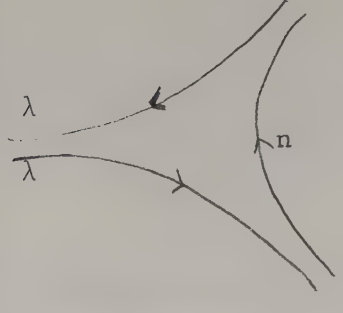
$$\phi = \omega_8 \cos\theta - \omega_1 \sin\theta$$
$$\omega = \omega_8 \sin\theta + \omega_1 \cos\theta$$

Nous avons ainsi, pour quatre réactions, quatre inconnues : θ, F, D, S/D. Dans le cas des mésons vecteurs nous disposons de deux conditions supplé-

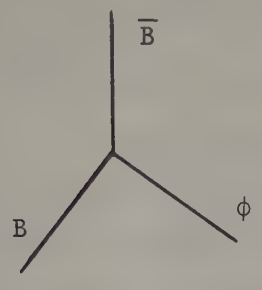
mentaires pour fixer θ et S/D. Le modèle des quarks nous fournit un cadre simple pour les exprimer et le moyen de les généraliser. Ce sont : la donnée d'un angle de mélange canonique θ tel que $tg\theta = \frac{1}{\sqrt{2}}$, et la donnée d'un couplage particulier $g(\phi\rho\pi) = 0$ qui fixe le rapport $\frac{S}{D}$. La valeur de θ obtenue par la formule de masse (ref. 19) est $\theta_{exp} = 39,5° \pm 0,7$ la valeur canonique $\theta_{th} \simeq 36°$. L'estimation de $g(\phi\rho\pi)$ est plus délicate. On peut se persuader que les désintégrations du ω en trois π ou en $\pi^\circ \gamma$ ont lieu essentiellement par l'intermédiaire d'un état $\rho\ \pi$; l'espace de phase favorisant nettement le ϕ on s'attendrait à trouver un mode de désintégration très important du ϕ en $\rho\ \pi$ or le ϕ en trois π représente moins de 20 % du total ; on en déduit donc que le couplage $g(\phi\rho\pi)$ est très faible.

Examinons ces conditions dans le cadre du modèle des quarks. La symétrie SU_3 y est brisée en introduisant une différence de masse entre le quark λ et les quarks p et n. L'état le plus lourd s'écrit alors $\lambda\ \bar{\lambda}$. Le ϕ étant nettement plus lourd que le ω nous lui attribuons une telle structure $\phi \equiv -\ \lambda\ \bar{\lambda}$. L'angle de mélange est alors déterminé et sa tangente est $\frac{1}{\sqrt{2}}$ comme nous l'avons indiqué plus haut.

La deuxième condition résulte de l'hypothèse que dans une réaction le nombre de quarks λ est conservé, ainsi un état $\lambda\ \bar{\lambda}$ peut donner $K\ \bar{K}$ conformément au schéma ci-contre mais non $\rho\ \pi$, car ρ et π s'écrivent $\frac{1}{\sqrt{2}}(p\ \bar{p} - n\ \bar{n})$. Dans le cadre de ce modèle, cette condition est donc vraie quel que soit l'octet échangé pourvu qu'il soit de conjugaison de charge négative. Nous l'écrirons $g(\phi R\pi) = 0$ où R est le triplet d'isospin de l'octet. Le rapport S/D déterminé par cette condition sera donc le même pour tous les octets échangés ($c_Q < 0$).



Une autre conséquence de cette hypothèse est que le ϕ n'est couplé à aucun système de deux baryons non étranges. Ceci éclaire l'absence de production de ϕ à grand transfert qui entrerait dans le cadre d'un échange de baryon non étrange. Le ω a alors la structure $\frac{1}{\sqrt{2}}(p\,\bar{p} + n\,\bar{n})$.



- Détermination du rapport S/D, couplages effectifs, amplitudes.

Ecrivons le couplage $g(\omega_1 R\pi)$ soit S

et le couplage $g(\omega_8 R\pi)$ soit $\frac{2}{\sqrt{6}}$ D

Imposant que $g(\phi R\pi)$ est nul nous obtenons

$$S = \frac{2}{\sqrt{6}} D \cot g\theta \qquad \text{soit} \qquad S = \frac{2}{\sqrt{3}} D \text{ pour } tg\theta = \frac{1}{\sqrt{2}}$$

les couplages pour les particules physiques sont alors :

Q			$c_Q > 0$	$c_Q < 0$
K^-	$\mathcal{H}$	ϕ	F	- D
K^-	$\mathcal{H}$	ω	$\frac{1}{\sqrt{2}}$ F	$\frac{1}{\sqrt{2}}$ D
K^-	$\mathcal{H}$	ρ	$\frac{1}{\sqrt{2}}$ F	$\frac{1}{\sqrt{2}}$ D
π^-	$\mathcal{H}$	K^*	- F	D

Tableau 2

Notons $F_{\{\lambda\}}$ et $D_{\{\lambda\}}$ les sommes sur les octets échangés des amplitudes d'hélicité correspondant aux deux types de couplage. Les amplitudes de réaction à hélicité donnée s'écrivent alors :

$$A_{\{\lambda\}}\ (K^- p \to \Lambda(\Sigma)\ \phi) = F_{\{\lambda\}} - D_{\{\lambda\}}$$

$$A_{\{\lambda\}}\ (\pi^- p \to \Lambda(\Sigma)\ K^*_{890}) = -F_{\{\lambda\}} + D_{\{\lambda\}}$$

$$A_{\{\lambda\}}\ (K^- p \to \Lambda\ \omega) = \frac{1}{\sqrt{2}} \left[F_{\{\lambda\}} + D_{\{\lambda\}}\right]$$

$$A_{\{\lambda\}}\ (K^- p \to \Lambda\ \rho) = \frac{1}{\sqrt{2}} \left[F_{\{\lambda\}} + D_{\{\lambda\}}\right]$$

- Nous pouvons en tirer les prédictions suivantes :

$$A_{\{\lambda\}}\ (K^- p \to \Lambda(\Sigma)\ \phi) = -\ A_{\{\lambda\}}\ (\pi^- p \to \Lambda(\Sigma)\ K^*_{890})$$

$$A_{\{\lambda\}}\ (K^- p \to \Lambda\ \omega) = A_{\{\lambda\}}\ (K^- p \to \Lambda\ \rho)^{(*)}$$

toutes les quantités mesurables sont quadratiques par rapport aux amplitudes elles doivent donc être égales dans chaque couple de réactions ; en particulier nous considérerons les sections efficaces différentielles, les éléments de la matrice densité du méson, les polarisations du Λ, les corrélations de la polarisation du Λ normale au plan de production avec celle du méson. Une analyse en amplitude de transversité des réactions telle que nous l'avons proposée dans le chapitre II, permettrait, en l'absence d'une mesure de la polarisation dans l'état initial, un test exhaustif de ces relations.

(*) Elles sont classiques dans le modèle des quarks (Bialas et Zalewsky réf. 20) mais nous avons voulu extraire de celui-ci les hypothèses minimales pour les obtenir en notant que ces hypothèses peuvent être considérées comme des résultats expérimentaux.

Dans la mesure où elle est associée à l'échange de parité naturelle, comme l'indiquent les termes de corrélation, elle est liée à l'interférence de l'échange de K^*_{890} avec l'échange de K^*_{1400} qui ne seraient donc pas dégénérés d'échange.

- Le cas des mésons tenseurs ($J^P = 2^+$) est tout semblable. Nous devons remplacer le ϕ par le f^*, le ω par le f, le ρ par le A_2, le K^*_{890} par le K^*_{1400}. Compte tenu de ce que la conjugaison de charge des tenseurs est l'opposée de celle des vecteurs il nous suffit pour établir la similitude de permuter couplage F et couplage D ou S. La détermination de l'angle de mélange par la formule de masse nous donne $\theta = 33{,}7° \pm 4°$ (réf. 19) valeur très proche de l'angle canonique. L'absence de production de f^* à grand transfert étaye l'hypothèse d'une structure en quarks semblable pour le f^* et pour le ϕ. Nous devons alors avoir la condition $g(f^* \pi \pi) = g(f^* A_2 \pi) = 0$. Nous avons pour le rapport de branchement du f^* en $\pi\pi$ une limite supérieure de 14 % (réf. 19).

Nous aboutissons ainsi à des prédictions du même type que pour les mésons vecteurs :

$$A_{\{\lambda\}}\ (K^- p \to \Lambda f^*) = - A_{\{\lambda\}}\ (\pi^- p \to \Lambda K^*_{1400})$$
$$A_{\{\lambda\}}\ (K^- p \to \Lambda f\ ) = A_{\{\lambda\}}\ (K^- p \to \Lambda A_2)$$

Expérimentalement nous ne disposons que du premier couple de réactions, encore les données y sont-elles très insuffisantes. D'autre part les rapports de branchement du f^* et du K^* sont mal connus, rendant difficile la normalisation des distributions. Si l'on utilise les rapports donnés dans la référence (10) nous obtenons pour les sections efficaces intégrées sur l'hémisphère avant les valeurs suivantes :

$$\sigma_F(\Lambda f^*) = 32 \pm 9\ \mu b \qquad \sigma_F(\Lambda K^*_{1400}) = 24 \pm 9\ \mu b$$

Les erreurs rendent cet accord numérique peu significatif.

- Le cas des mésons pseudoscalaires ($J^P = 0^-$) est différent.

Pour tout ce qui est purement SU_3 nous pouvons développer des calculs semblables et arriver au tableau 1 en tenant compte seulement du fait que la conjugaison de charge des pseudoscalaires est positive et qu'en conséquence nous devons permuter les colonnes concernant les couplages F et les couplages S ou D.

C'est au niveau des conditions supplémentaires que tout diffère. Un modèle de quarks avec les fonctions d'onde de SU_6 prévoit que les pseudoscalaires se décomposent en un octet SU_3 appartenant à un 35-plet de SU_6 et un singulet de SU_6. L'angle de mélange expérimental entre le η et le η' est faible : $10{,}4° \pm 0{,}2°$. Cette valeur est déduite de la formule de masse (réf. 19) en utilisant les carrés des masses.

La seule contrainte donnée par le modèle des quarks est : la conservation du quark λ qui entraine :

$$\sigma(\Lambda\ \eta) + \sigma(\Lambda\ \eta') = \sigma(\Lambda\ K) + \sigma(\Lambda\ \pi)$$

cette relation n'est pas vérifiée expérimentalement. Il est vrai que si, dans le cas des vecteurs ou des tenseurs, nous comparions des réactions où les mésons produits étaient de masses proches (K^*_{890}, ϕ_{1020} ; ρ_{765}, ω_{784} ; f^*_{1515}, K^*_{1420} ; f_{1260}, $A2_{1320}$), les masses des mésons pseudoscalaires produits sont très diverses : π°_{135}, K°_{498}, η_{549}, η'_{958}.

Notre seule ambition peut-être alors de déterminer le rapport $\frac{S}{D}$ en utilisant l'angle de mélange expérimental et en admettant que les seules particules échangées sont le K^*_{890} et le K^*_{1400} ; ceci est l'objet d'un autre travail (réf. 6).

B) Comparaison, dans le cadre d'un modèle d'échange d'octets de SU_3, des réactions où un système Λ M est produit avec celles où un système Σ° M est produit.

Nous disposons expérimentalement des couples de réactions suivants :

$(\pi^- p \to \Sigma^\circ K^*_{890})$ et $(\pi^- p \to \Lambda K^*_{890})$ (réf. 8)

$(K^- p \to \Sigma^\circ \rho)$ et $(K^- p \to \Lambda \rho)$

$(K^- p \to \Sigma^\circ \phi)$ et $(K^- p \to \Lambda \phi)$

(pour la production de mésons vectoriels. Pour améliorer la signification statistique nous avons ajouté les deux dernières réactions lorsque nous étudions le rapport des sections efficaces différentielles pour les réactions avec Σ° à celles obtenues lorsqu'un Λ est produit).

$(\pi^- p \to \Sigma^\circ K^\circ)$ et $(\pi^- p \to \Lambda K^\circ)$ (réf. 7)

$(K^- p \to \Sigma^+ \pi^-)$ et $(K^- p \to \Lambda \pi^\circ)$ (réf. 5)

pour la production de mésons pseudoscalaires.

La réaction $(K^- p \to \Sigma^+ \pi^-)$ est en effet reliée à $(K^- p \to \Sigma^\circ \pi^\circ)$ par isospin et leurs sections efficaces sont dans un rapport 4, or nous ne pouvons mesurer un état final $\Sigma^\circ \pi^\circ$. Nous allons écrire ce couplage avec des notations analogues à celles utilisées pour le vertex mésonique. Nous représenterons les octets de baryons comme ceux de mésons par une matrice 3 x 3 de trace nulle que nous écrirons :

$$B = \begin{bmatrix} \frac{\Sigma^\circ}{\sqrt{2}} + \frac{\Lambda}{\sqrt{6}} & \Sigma^+ & p \\ \Sigma^- & -\frac{\Sigma^\circ}{\sqrt{2}} + \frac{\Lambda}{\sqrt{6}} & \Xi^\circ \\ \Xi^- & n & -\frac{2}{\sqrt{6}}\Lambda \end{bmatrix}$$

Nous obtenons alors Tr (B $\bar{B}$ M + B M $\bar{B}$) pour le couplage D et Tr(B $\bar{B}$ M − B M $\bar{B}$) pour le F où M note la matrice de l'octet des mésons. Nous ne disposons pas ici de la contrainte de la conjugaison de charge et, pour chaque octet échangé et chaque amplitude d'hélicité, nous avons un couplage F et un couplage D. Nous les écrivons pour l'échange de K^* :

	F	D
p Λ K^*	$-\frac{3}{\sqrt{6}}$ F	$-\frac{1}{\sqrt{6}}$ D
p Σ° K^*	$-\frac{1}{\sqrt{2}}$ F	$\frac{1}{\sqrt{2}}$ D

Tableau 3

Il nous faut donc isoler chaque octet échangé et chaque amplitude d'hélicité pour préciser le rapport F/D dans ce cas.

- Pour les mésons vectoriels nous séparerons la contribution due à l'échange de parité naturelle qui peut se comparer à la production de mésons pseudoscalaires où l'échange de systèmes de parité non naturelle est interdit par conservation de la parité, et la contribution due à l'échange de parité non naturelle:hélicité zéro en voie t, $\rho^J_{00} \frac{d\sigma}{dt}$ (pour l'essentiel échange de méson K). Nous avons déjà indiqué (chapitre II) que cette dernière con-

tribution est faible dans les réactions avec Σ. Nous pouvons dire que, aux faibles valeurs du transfert, le rapport $\frac{\rho^J_{00}\ \sigma(\Sigma\ V)}{\rho^J_{00}\ \sigma(\Lambda\ V)}$ est compatible avec zéro. Ceci est conforme à ce que nous savons des couplages du méson K aux baryons :

$$g^2\ (\Sigma^\circ\ K\ N) << g^2\ (\Lambda\ K\ N) \qquad \text{(réf. 21)}$$

La contribution due à l'échange de parité naturelle est plus délicate à analyser. Nous avons au moins deux particules échangées K^*_{890} et K^*_{1400} et deux amplitudes l'une de "flip" du baryon, l'autre de "non flip", ceci nous donne quatre rapports $\frac{F}{D}$ qui peuvent dépendre du transfert. Nous les noterons :

$$\left(\frac{F}{D}\right)^V_{++}\ ;\ \left(\frac{F}{D}\right)^V_{+-}\ ;\ \left(\frac{F}{D}\right)^T_{++}\ ;\ \left(\frac{F}{D}\right)^T_{+-}$$

où l'indice T ou V indique que la particule échangée est un tenseur ou un vecteur, l'indice du bas indique que l'hélicité du baryon en voie s se renverse (+-) ou non (++).

Nous sommes amenés à faire l'hypothèse que les rapports $\frac{F}{D}$ sont les mêmes pour l'échange de vecteur et de tenseur. Cela résulte de la dégénérescence de leurs échanges (réf. 25) ; mais, comme nous l'avons noté dans la partie A de ce chapitre, une telle hypothèse est infirmée par l'observation des polarisations du Λ dans les réactions ($K^-\ p \to \Lambda\ \omega$) et ($K^-\ p \to \Lambda\ \phi$).

Nous cherchons alors à mettre en évidence la prédominance d'une amplitude afin de calculer, pour elle, le rapport $\frac{F}{D}$. Dans la production de mésons pseudoscalaires la conservation du moment angulaire nous indique que l'amplitude de

de celle du baryon, est prépondérante aux faibles transferts. Nous présentons sur la planche III-2 la variation en fonction du transfert du rapport $\frac{\sigma(\Sigma^\circ\ P)}{\sigma(\Lambda\ P)}$, où P désigne soit un π soit un K. Il est raisonablement constant et prend à l'avant une valeur voisine de 0,5. Nous présentons également la variation du rapport $\frac{(\rho_{11} + \rho_{1-1})^H\ \sigma(\Sigma^\circ\ V)}{(\rho_{11} + \rho_{1-1})^H\ \sigma(\Lambda\ V)}$ où V désigne soit le K^*_{890} soit le ρ ou le ϕ. La valeur prise vers l'avant est également très voisine de 0,5, alors qu'à plus grand transfert ce rapport évolue vers 1. Cette similitude dans les rapports au voisinage de t' = 0 nous incite à penser que la même amplitude domine dans les deux cas, celle de "non-flip" du baryon, donc du "flip" total dans le cas des mésons vecteurs. Nous avons expliqué dans le chapitre II qu'une telle dominance était prévisible si les amplitudes étaient factorisables ; le comportement cinématique de l'amplitude pour t' peu différent de zéro doit être alors en $\sqrt{t'}$, et cette amplitude doit donc présenter une forte retombée à petit transfert.

Nous présentons sur la planche III-3, la somme - ceci afin d'améliorer la signification statistique - des contributions d'échange de parité naturelle et, à des fins de comparaison, la somme des contributions d'échange de parité non naturelle hélicité zéro : $\rho^J_{00}\ \frac{d\sigma}{dt}$. Nous voyons dans la première distribution une retombée très nette pour t' = 0. Ceci étaye l'hypothèse de la dominance vers l'avant de l'amplitude de "non-flip" du baryon.

Nous avons donc pour les quatre paires de réactions présentées une même amplitude à $t' = 0$ qui nous donne un rapport $\frac{\Sigma}{\Lambda}$ voisin de 0,5.

Calcul de $\frac{F}{D}$ en fonction du rapport $\frac{\Sigma}{\Lambda}$.

N'ayant qu'une amplitude d'hélicité et deux octets dégénérés nous pouvons écrire à partir du tableau 3 :

$$\frac{\text{Nat } (\Sigma^\circ)}{\text{Nat } (\Lambda)} = \left[\frac{\frac{1}{\sqrt{2}} (- F + D)}{- \frac{1}{\sqrt{6}} (3 F + D)} \right]^2 = 3 \left(\frac{\frac{F}{D} - 1}{3 \frac{F}{D} + 1} \right)^2$$

où Nat (Σ°) désigne la contribution, à la section efficace, liée à l'échange de parité naturelle dans une réaction où un Σ° est produit. Pour un rapport Σ°/Λ nous avons donc deux solutions en $\frac{F}{D}$. Sur la planche III-2 nous avons tracé les courbes représentatives des deux solutions ; selon le signe de $(\frac{F/D - 1}{3\ F/D + 1})$ nous avons indiqué $\frac{F}{D}$ en fonction de Σ°/Λ (signe -) ou $\frac{D}{F}$ (signe +) afin de situer les courbes dans la même zone du plan. Nous avons porté sur chacune des courbes les points correspondant aux quatre couples de réactions. Les deux solutions sont :

$$\frac{D}{F} \simeq - .2 \quad \text{et} \quad \frac{F}{D} \simeq .3$$

Nous avons choisi entre ces deux solutions en arguant du fait que, pour une amplitude de 'non-flip' du baryon, le vecteur échangé est relié par la dominance vectorielle au photon et que le couplage est alors F presque pur. La meilleure solution nous semble donc celle qui favorise le couplage F c'est-à-dire :

$$\frac{F}{D} \simeq - 5.$$

Nous pouvons comparer ces résultats à ceux obtenus par Michael et Odorico (réf. 22) dans l'analyse de la photoproduction de K^+ : $\gamma + p \to K^+ + \Lambda$ ou Σ°. Leurs déterminations de $\frac{F}{D}$ correspondent à l'avant à un rapport $\frac{\Sigma}{\Lambda}$ de 0,5 et, pour un transfert plus important, à un rapport $\frac{\Sigma}{\Lambda}$ de 1. Des bandes hachurées représentent ces valeurs et leurs erreurs sur la planche III-2. La valeur de $\frac{\Sigma}{\Lambda}$ donnée pour "l'avant" est ainsi en bon accord avec nos résultats mais les auteurs attribuent, contrairement à nous, la valeur correspondante de $\frac{F}{D}$ à l'amplitude de "flip" du baryon. En effet ils pensent que c'est l'amplitude de "non-flip" total qui est prépondérante à petit transfert ; il n'y a donc pas de factorisation et le renversement de l'hélicité du baryon vient compenser le changement d'hélicité du vertex mésonique. Les données qu'ils utilisent sont néanmoins parfaitement compatibles avec les hypothèses que nous faisons.

A transfert plus important l'analyse dépend trop du modèle précis utilisé pour présenter un intérêt réel.

Rappelons que le modèle des quarks avec SU_6 prédit un rapport Σ°/Λ inférieur à 1/3 (réf. 24). Même à faible transfert les données expérimentales sont incompatibles avec une telle valeur.

En conclusion, alors que les prédictions de la symétrie SU_3, jointes aux règles de sélection que nous fournit le modèle des quarks pour les couplages du méson ϕ (couplage nul avec les baryons non étranges, couplage $g(\phi\rho\pi)$ nul), ont trouvé une remarquable vérification expérimentale dans l'étude du vertex mésonique, l'application de la même symétrie au vertex baryonique nécessite la construction d'un modèle particulier dont certaines hypothèses sont hasardeuses comme la factorisation des amplitudes de la voie s ou mal vérifiées par l'expérience comme la dégénérescence d'échange. Il est vrai que notre matériau expérimental

est plus abondant et divers pour l'étude du vertex mésonique et permet mieux d'éviter les suppositions mal fondées. La symétrie SU_3 a prouvé son utilité pour classer les particules, pour rendre compte de leurs différences de masse, pour étudier les rapports de branchement de leurs modes de désintégration, nous mettons en évidence ici sa validité dans la dynamique des réactions de production ; il est vrai que les différences de masse entre particules correspondantes dans les réactions comparées sont faibles ce qui supprime une part des effets éventuels de la violation de cette symétrie.

C O N C L U S I O N

Rappelons les points les plus importants de notre exposé, essayons de dégager les problèmes soulevés et d'en tirer une perspective de travail.

- Nous avons montré que les réactions K^- + p → hypéron (Λ ou Σ°) + méson vectoriel et les réactions du même type où la particule incidente est un π^- peuvent se classer et se comparer commodément dans le cadre d'un modèle d'échange muni de la symétrie SU_3 corsée de quelques règles de sélection suggérées par le modèle des quarks. La vérification expérimentale, satisfaisante,n'a néanmoins que la précision des valeurs présentées. Elle est faite à 20 %. Pour la production de mésons tenseurs le nombre d'événements est bien trop faible pour qu'une telle étude soit convaincante.

- Nous avons montré que, dans les réactions $0^- \frac{1}{2}^+ \rightarrow \frac{1}{2}^+$ n où l'état initial n'est pas polarisé, il est possible par une analyse appropriée de la matrice densité de la réaction d'extraire les amplitudes de la réaction à deux phases près. Nous n'avons pu tenter une telle analyse que très partiellement en raison de la faible précision statistique de nos données et nous avons présenté celles-ci dans le cadre d'une analyse classique où la décomposition en contribution d'échange fait apparaître des propriétés remarquables.

- Nous avons indiqué l'importante besogne préalable qu'une telle étude a nécessité ; pour poursuivre dans cette voie en augmentant le volume de données la technique d'obtention de ces données doit donc être modifiée. Nous voudrions une beaucoup plus grande vitesse d'acquisition et de traitement des événements mais aussi que ce traitement soit plus systématique. Nous avons abordé ce problème, et la première partie de ce travail présente les éléments de solution que nous apportons. Le schéma est simple : un "digitaliseur" rapide et n'altérant pas trop l'information d'origine, une reconnaissance des formes entièrement faite dans un puissant calculateur. Nous avons étudié ce deuxième point et fourni des méthodes pour une telle reconnaissance de formes. Leur application très prochaine à une expérience utilisant des chambres à streamers nous indiquera si l'on peut vraiment fonder sur de tels éléments l'espoir d'analyses futures plus détaillées et plus complètes.

REFERENCES

1. - I. Videau, Thèse, Paris (1971)
2. - E. Barrelet, Thèse, Paris (1970)
3. - A. Rougé, Thèse, Paris (1969)
4. - C. Guignard, Thèse, Paris (1970)
5. - L. Moscoso et al, N.P. B36 (1972) 332.344
6. - L. Moscoso et al. Preprint
7. - M. Abramovich et al. N.P. B27 (1971) 477
8. - M. Abramovich et al. CERN/D.PH. II/71-21 (1971)
9. - L. Montanet, communication privée
10. - M. Aguilar-Benitez et al. Phys. Rev. 4D (1971) 2583
11. - E. Barrelet, N.C. 8A (1972) 331
12. - M.G. Doncel, L. Michel, P. Minnaert, Ecole d'Eté de Gif-sur-Yvette (1970)
13. - S.M. Flatté, P.R. 155 (1967) 1517
14. - N. Byers, C.N. Yang, P.R. 135B (1964) 796
15. - J.D. Jackson, N.C. 36 (1964) 1644
16. - K. Gottfried, J.D. Jackson, N.C. 33 (1964) 309
17. - G.C. Fox, Elliot Leader, P.R.L. 18 (1967) 628
18. - P. Minnaert, P.R. 151 (1966) 1306
19. - Particle Data Group, R.M.P. 43 (1971)
20. - A. Bialas, K. Zalewski, N.P. B6 (1968) 449
21. - G. Ebel et al. N.P. B33 (1971) 317
22. - C. Michael, R. Odorico, P.L. 34B (1971) 422
23. - A. Dar et al. N.P. B13(1969) 477

24. - H.J. Lipkin, F. Scheck, P.R.L. 18 (1967) 347

25. - A.C. Irving, A.D. Martin, C. Michael, N.P. B32 (1971) 1

26. - P. Moussa, Thèse, Orsay 1968

27. - S.M. Berman, M. Jacob, P.R. 139B (1965) 1023
S.M. Berman, M. Jacob, rapport S.L.A.C. 43 (1965)

28. - E. de Rafael, Annales I.H.P. 5(1966) 83

29. - J. Adler et al. International Conference on Programming for F.S.D. Munich 1967.
B. Equer, communication privée.

σ(μb)	Λη	Λπ	Λη'	ΛK	Λω	Λρ	Λφ	ΛK*	Λf	Λf*	ΛK**
Total	28±5	83±10	43±6	58±3	76±9	70±18	63±9	78±4	62±27	24±6	15±5
Av	26±5	69±9	43±6	57±3	53±7	41±13	61±8	75±4	25±13	24±6	14±5
Ar	2±1.5	14±4	0.6±0.4	0.7±0.3	23±5	29±12	2±3	3±1	37±18	0±2	1.2±0.4

σ(μb)	ΣK	Σρ	Σφ	ΣK*	Σf	ΣK**
Total	33±4	35±10	33±9	40±3	31±15	9.4±3.4
Av	32±4	21±7	31±8	38±3	11±7	8.4±3.4
Ar	0.7±0.4	14±6	2±3	2±1	20±12	1±0.5

TABLE I-1

	$\vec{P}(t' < 2.)$	$\vec{P}^{y}(t' < 2.)$	$\vec{P}^{z}(t' < 2.)$	$\vec{P}^{x}(t' < 2.)$
$\Lambda\omega$	.40 ± .17	.28 ± .16	.09 ± .14	.03 ± .13
$\Lambda\phi$	-.51 ± .20	-.37 ± .19	-.01 ± .16	-.12 ± .13
$\Lambda\rho$	.55 ± .28	.13 ± .28	.19 ± .19	.23 ± .18

TABLE II-1

$d\sigma/dt'$ $\mu b/GeV^2$

t'	$\Lambda\omega$	$\Lambda\phi$	$\Lambda\rho$	$\Sigma\phi$	$\Sigma\rho$
0. - .1	60 ± 12	85 ± 18	45 ± 15	6 ± 6	15 ± 9
.1 - .2	70 ± 12	84 ± 16	35 ± 13	57 ± 18	28 ± 12
.2 - .4	48 ± 7	74 ± 11	41 ± 9	52 ± 12	27 ± 8
.4 - .6	28 ± 5	48 ± 8	34 ± 8	21 ± 8	13 ± 5
.6 - .8	21 ± 4	41 ± 8	14 ± 5	16 ± 6	11 ± 5
.8 - 1.2	16 ± 3	20 ± 4	16 ± 4	9 ± 3	2 ± 1
1.2 - 1.6	11 ± 2	5 ± 2	5 ± 2	2 ± 2	3 ± 2
1.6 - 2.0	7 ± 2	2 ± 1	11 ± 3	4 ± 3	3 ± 2
2.0 - 3.0	5 ± 1	1 ± 1	5 ± 1	0 ± 0	3 ± 1
3.0 - 4.0	3 ± 1	1 ± 1	4 ± 1	2 ± 1	4 ± 1
4. - 4.4	11 ± 3	1 ± 1	7 ± 2	-	0 ± 0
4.4 - 4.8	9 ± 2	1 ± 1	11 ± 3	-	8 ± 3
4.8 - 5.2	13 ± 3	1 ± 1	16 ± 4	-	5 ± 2
5.2 - t'max	15 ± 3	-	21 ± 4	-	18 ± 5

TABLES II-2 et II-3

$\Lambda\ \phi$

t'	ρ^H_{11}	ρ^H_{1-1}	Re ρ^H_{10}	ρ^J_{11}	ρ^J_{1-1}	Re ρ^J_{10}
.0 - .1	.36 ± .09	-.02 ± .13	.09 ± .07	.29 ± .08	.05 ± .11	.05 ± .10
.1 - .2	.23 ± .07	.38 ± .10	.21 ± .06	.30 ± .07	.32 ± .10	-.28 ± .06
.2 - .4	.38 ± .06	.23 ± .09	.03 ± .05	.40 ± .05	.21 ± .11	-.02 ± .06
.4 - .6	.47 ± .05	.07 ± .11	.00 ± .07	.31 ± .06	.22 ± .09	.04 ± .07
.6 - .8	.48 ± .05	.09 ± .14	-.08 ± .08	.30 ± .07	.27 ± .11	.08 ± .08
.8 - 1.2	.39 ± .06	.11 ± .13	-.07 ± .07	.35 ± .07	.14 ± .11	.07 ± .08
1.2 - 1.6	.53 ± .05	.24 ± .24	-.07 ± .14	.35 ± .14	.42 ± .14	.06 ± .11
1.6 - 2.0	.19 ± .14	-.07 ± .39	-.47 ± .18	-.01 ± .22	.13 ± .12	.31 ± .16

TABLE II-4

$\Sigma\ \phi$

t'	ρ^H_{11}	ρ^H_{1-1}	Re ρ^H_{10}	ρ^J_{11}	ρ^J_{1-1}	Re ρ^J_{10}
.0 - .1	-.08 ± .15	.11 ± .15	-.50 ± .40	.14 ± .14	-.12 ± .14	-.68 ± .40
.1 - .2	.36 ± .10	-.13 ± .19	.24 ± .17	.12 ± .12	.10 ± .19	.02 ± .13
.2 - .4	.51 ± .10	.12 ± .17	.16 ± .08	.28 ± .09	.36 ± .14	-.01 ± .08
.4 - .6	.43 ± .10	.49 ± .20	-.13 ± .06	.54 ± .12	.38 ± .13	.10 ± .06
.6 - .8	.52 ± .10	.68 ± .08	-.07 ± .09	.59 ± .10	.61 ± .15	.05 ± .09
.8 - 1.2	.56 ± .10	.52 ± .27	-.12 ± .09	.44 ± .16	.64 ± .16	.05 ± .04
1.2 - 1.6	.66 ± .06	.82 ± .17	-.07 ± .05	.57 ± .09	.91 ± .26	-.01 ± .09
1.6 - 2.0	.56 ± .12	.21 ± .51	.38 ± .23	.66 ± .10	.12 ± .20	-.28 ± .11

TABLE II-5

$\Lambda \rho$

t'	ρ^H_{11}	ρ^H_{1-1}	Re ρ^H_{10}	ρ^J_{11}	ρ^J_{1-1}	Re ρ^J_{10}
.0 - .1	.25 ± .14	.00 ± .14	.18 ± .12	.10 ± .12	.15 ± .10	-.07 ± .14
.1 - .2	.41 ± .13	.56 ± .18	-.09 ± -.06	.55 ± .10	.41 ± .21	-.03 ± .10
.2 - .4	.33 ± .07	.21 ± .12	.13 ± .10	.41 ± .06	.13 ± .14	-.13 ± .10
.4 - .6	.38 ± .06	.13 ± .14	.25 ± .08	.43 ± .09	.09 ± .11	-.21 ± .08
.6 - .8	.60 ± .06	.44 ± .33	-.08 ± .09	.41 ± .15	.63 ± .19	-.06 ± .13
.8 - 1.2	.44 ± .08	.13 ± .18	-.05 ± .11	.32 ± .07	.24 ± .16	-.03 ± .12
1.2 - 1.6	.20 ± .13	-.03 ± .17	.30 ± .22	.55 ± .15	-.38 ± .30	.01 ± .09
1.6 - 2.0	.49 ± .08	.42 ± .19	-.01 ± .12	.47 ± .10	.43 ± .21	.00 ± .08
2.0 - 3.0	.49 ± .07	-.01 ± .22	.07 ± .09			
3.0 - 4.0	.57 ± .05	.13 ± .25	.09 ± .11			
4.0 - 4.4	.51 ± .12	.26 ± .21	-.04 ± .14	.48 ± .12	.28 ± .24	.11 ± .12
4.4 - 4.8	.50 ± .10	.09 ± .26	-.01 ± .11	.37 ± .11	.23 ± .21	.13 ± .14
4.8 - 5.2	.41 ± .08	-.32 ± .14	.02 ± .13	.18 ± .09	-.10 ± .14	.17 ± .12
5.2 - 5.66	.28 ± .09	.07 ± .14	-.21 ± .09	.47 ± .06	-.11 ± .17	.09 ± .09

TABLE II-6

$\Sigma \rho$

t'	ρ^H_{11}	ρ^H_{1-1}	Re ρ^H_{10}	ρ^J_{11}	ρ^J_{1-1}	Re ρ^J_{10}	
.0 - .1	.50 ± .15	-.27 ±.47	.09 ±.32	.33 ± .28	-.11 ± .55	.16 ± .05	T
.1 - .2	.52 ± .10	.48 ±.25	-.10 ±.11	.51 ± .13	.49 ± .21	.06 ± .08	
.2 - .4	.62 ± .10	.67 ±.20	-.05 ±.07	.55 ± .10	.73 ±.15	.07 ± .07	
.4 - .6	.40 ± .18	-.14 ±.29	.15 ±.14	.30 ± .16	-.05 ±.26	-.16 ± .18	
.6 - .8	.51 ± .12	.19 ±.34	-.04 ±.22	.39 ± .16	.31 ±.31	-.05 ± .20	
.8 -1.2	.39 ± .25	.44 ±.36	-.33 ±.23	.32 ± .22	.52 ±.40	.28 ± .25	
1.2 - 1.6	.34 ± .21	.20 ±.12	.26 ±.21	.59 ± .11	-.05 ±.41	-.05 ± .13	
1.6 - 2.0	.45 ± .23	.78 ±.21	-.01 ±.06	.52 ± .16	.71 ±.26	.13 ± .18	
2.0 - 3.0	.37 ± .07	.23 ±.21	-.05 ±.18				
3.0 - 4.0	.18 ± .17	.25 ±.17	-.04 ±.14				
4.0 - 4.4	-	-	-	-	-	-	U
4.4 - 4.8	.30 ± .15	.19± .19	-.11± .17	.45 ± .12	.03± .26	-.10 ± .16	
4.8 - 5.2	.14 ± .17	-.06± .23	-.21± .15	.43 ± .11	-.34± .21	-.05 ± .24	
5.2 - 5.48	.37 ± .08	.00± .17	-.12± .14	.36 ± .12	.02± .15	.04 ± .12	

TABLE II-7

$\Lambda\ \omega$

t'	ρ^H_{11}	ρ^H_{1-1}	Re ρ^H_{10}	ρ^J_{11}	ρ^J_{1-1}	Re ρ^J_{10}
0. - .1	.13 ± .08	.10 ± .11	.04 ±.09	.23 ± .08	.00 ± .13	-.24 ± .09
.1 - .2	.29 ± .07	-.03 ± .10	.21 ±.07	.22 ± .07	.04 ± .08	-.14 ± .07
.2 - .4	.32 ± .06	.24 ± .08	.14 ±.06	.43 ± .05	.13 ± .10	-.17 ± .06
.4 - .6	.45 ± .05	.20 ± .12	.09 ±.08	.40 ± .07	.25 ± .10	-.10 ± .07
.6 - .8	.54 ± .04	.14 ± .11	.16 ±.08	.38 ± .05	.29 ± .10	-.22 ± .06
.8 - 1.2	.45 ± .05	.52 ± .10	.07 ±.06	.56 ± .04	.42 ± .11	.00 ± .06
1.2 - 1.6	.41 ± .07	.22 ± .14	.14 ±.07	.50 ± .06	.13 ± .15	-.06 ± .07
1.6 - 2.0	.44 ± .08	.14 ± .18	.17 ±.09	.50 ± .07	.08 ± .18	-.07 ± .41
2.0 - 3.0	.40 ± .06	.01 ± .12	-.14 ±.10			
3.0 - 4.0	.52 ± .07	.38 ± .16	-.16 ±.11			
4.0 - 4.4	.42 ± .07	-.39 ± .11	-.02 ±.12	.28 ± .09	-.25 ± .12	.25 ± .09
4.4 - 4.8	.40 ± .08	-.38 ± .13	-.03 ±.12	.25 ± .10	-.23 ± .12	.19 ± .10
4.8 - 5.2	.50 ± .05	-.29 ± .10	.05 ±.10	.19 ± .08	.02 ± .10	.23 ± .07
5.2 - 5.63	.33 ± .06	-.11 ± .12	.05 ±.08	.31 ± .07	-.08 ± 11	.06 ± .08

TABLE II-8

	$\Lambda f(t)$	$\Sigma f(t)$	$\Lambda f^*(t)$	$\Lambda f(s)$	$\Sigma f(s)$	$\Lambda f^*(s)$
ρ_{00}	.18 ± .11	.44 ± .20	.48 ± .13	.34 ± .13	.01 ± .06	.37 ± .12
ρ_{11}	.28 ± .07	.27 ± .09	.39 ± .07	.28 ± .07	.14 ± .12	.15 ± .07
ρ_{22}	.12 ± .07	.01 ± .11	-.13 ± .07	.04 ± .07	.35 ± .10	.17 ± .07
ρ_{1-1}	-.01 ± .11	.31 ± .11	.15 ± .09	-.05 ± .09	.10 ± .12	-.16 ± .07
$Re\rho_{20}$	-.06 ± .05	.06 ± .06	.01 ± .04	.03 ± .04	-.07 ± .10	.01 ± .05
ρ_{2-2}	-.07 ± .07	-.07 ± .13	.01 ± .06	-.19 ± .08	-.07 ± .14	-.25 ± .08
$Re\rho_{2-1}$	-.02 ± .07	-.01 ± .07	.08 ± .06	-.08 ± .07	-.01 ± .09	.08 ± .05
$Re\rho_{21}$	-.18 ± .06	-.04 ± .06	-.02 ± .05	.09 ± .06	.24 ± .07	.23 ± .05
$Re\rho_{10}$	-.20 ± .07	.03 ± .10	-.15 ± .07	.03 ± .08	-.01 ± .07	.12 ± .07

TABLE II-9

Planches

I. 1. χ^2 d'ionisation pour des événements à quatre branches.
□ hypothèse correcte ▨ hypothèse incorrecte.

2. Masse du V° dans l'hypothèse $\pi^+\pi^-$ en fonction de la masse du V° dans l'hypothèse $p\,\pi^-$

3. Distribution du carré de la masse effective du V° pour les Λ.

4. Distribution du cosinus de l'angle de désintégration du Λ pris par rapport à la ligne de vol du Λ dans le laboratoire.

5. Distribution du plan de désintégration du Λ par rapport à l'axe des caméras.

6. Cosinus de l'angle de désintégration du Σ pris dans son centre de masse par rapport à la ligne de vol du Σ dans le centre de masse général, en fonction du rapport de la probabilité de l'hypothèse Λ à la somme des probabilités pour les hypothèses Σ et Λ :

$$\cos\theta \Big/ \frac{P_\Lambda}{P_\Lambda + P_\Sigma}$$ pour tous les ambigus $\Sigma\,\Lambda$.

7. Distribution du cosinus de l'angle de désintégration du Σ pris dans son centre de masse par rapport à sa ligne de vol dans le centre de masse de la réaction pour le lot

total de Σ identifiés comme tels et pour les ambigus Λ Σ pris dans l'hypothèse Σ mais identifiés comme Λ.

8. a) Distribution de la masse $(\pi^+\pi^-\pi^\circ)$ dans la région du ω.
   b) Distribution de la masse $(K\bar{K})$ dans la région du ϕ dans la réaction $K^- p \to \Lambda K\bar{K}$.
   c) Distribution de la masse $(K\bar{K})$ dans la région du ϕ dans la réaction $K^- p \to \Sigma K\bar{K}$.
   d) Distribution de la masse $\pi^+\pi^-$ dans $\Lambda \pi^+\pi^-$
   e) Distribution de la masse $\pi^+\pi^-$ dans $\Sigma \pi^+\pi^-$

9. Distribution de la masse $K\bar{K}$ au voisinage du f^* dans les états finals
   a) $K_1^\circ K_1^\circ$ b) $K_1^\circ (K^\circ)$ c) K^+K^- d) total

Planches

II. 1. a) Diagramme de positivité pour l'état final $\Lambda\omega$
   b) Diagramme de positivité pour l'état final $\Lambda\phi$
   c) Diagramme de positivité pour l'état final $\Lambda\rho$

2. Section efficace différentielle pour $K^- p \to \Lambda\omega$ et sa décomposition en différentes contributions d'échange. La courbe pleine représente l'ajustement d'une exponentielle aux données de la région $0.2 < t' < 1$ GeV^2 par maximum de vraisemblance.

3. Idem pour $K^- p \to \Lambda\phi$

4. Idem pour $K^- p \to \Lambda\rho$

5. Idem pour $K^- p \to \Sigma^\circ \phi$

6. Idem pour $K^- p \to \Sigma^\circ \rho$

7. Section efficace différentielle pour $K^- p \to \Lambda f^*$

8. Sections efficaces différentielles pour $K^- p \to \Lambda f$
et $K^- p \to \Sigma^\circ f$

9. Polarisation du Λ dans les états finals $\Lambda\omega$, $\Lambda\phi$, $\Lambda\rho$, ΛK^*_{890}

10 et 11. Polarisation légale du Λ et ses corrélations aux polarisations "linéaires" du méson pour $\Lambda\omega$.

12 et 13. Idem pour $\Lambda\phi$

14 et 15. Idem pour $\Lambda\rho$

16,17,18. Carrés des modules des amplitudes liées aux trois polarisations "linéaires" du méson pour $\Lambda\omega$.

19,20,21. Idem pour $\Lambda\phi$.

Planches

III. 1. Comparaison entre $K^- p \to \Lambda\phi$ et $\pi^- p \to \Lambda K^*$
$K^- p \to \Sigma^\circ\phi$ et $\pi^- p \to \Sigma^\circ K^*$
$K^- p \to \Lambda\rho$ et $K^- p \to \Lambda\omega$

2. Les courbes représentent les deux valeurs du rapport F/D qui correspondent à un rapport de sections efficaces $\sigma\Sigma/\sigma\Lambda$ donné en fonction de celui-ci. Les points expérimentaux correspondent à :

○ $\Sigma K^*/\Lambda K^*$ $(t' < 2\ GeV^2)$ $(\rho_{11} + \rho_{1-1})\sigma$

□ $\Sigma\rho(\phi)/\Lambda\rho(\phi)$ $(t' < .2\ GeV^2)$ $(\rho_{11} + \rho_{1-1})\sigma$

● $\frac{1}{4}(\Sigma^+\pi^-/\Lambda\pi^\circ)$ $(-t' < .1\ GeV^2)$

▲ $\Sigma^\circ K^\circ/\Lambda K^\circ)$ $(-t < .1\ GeV^2)$

Les zones hachurées sont les résultats de l'analyse de la photoproduction de K^+ (Réf. 22)

3. Les sections efficaces différentielles $\rho^J_{\circ\circ}\ \frac{d\sigma}{dt}$, et $(\rho_{11} + \rho_{1-1})\ \frac{d\sigma}{dt}$, pour les 3 réactions $K^-p \to \Lambda\rho$, $K^-p \to \Lambda\omega$ et $K^-p \to \Lambda\phi$ réunies.

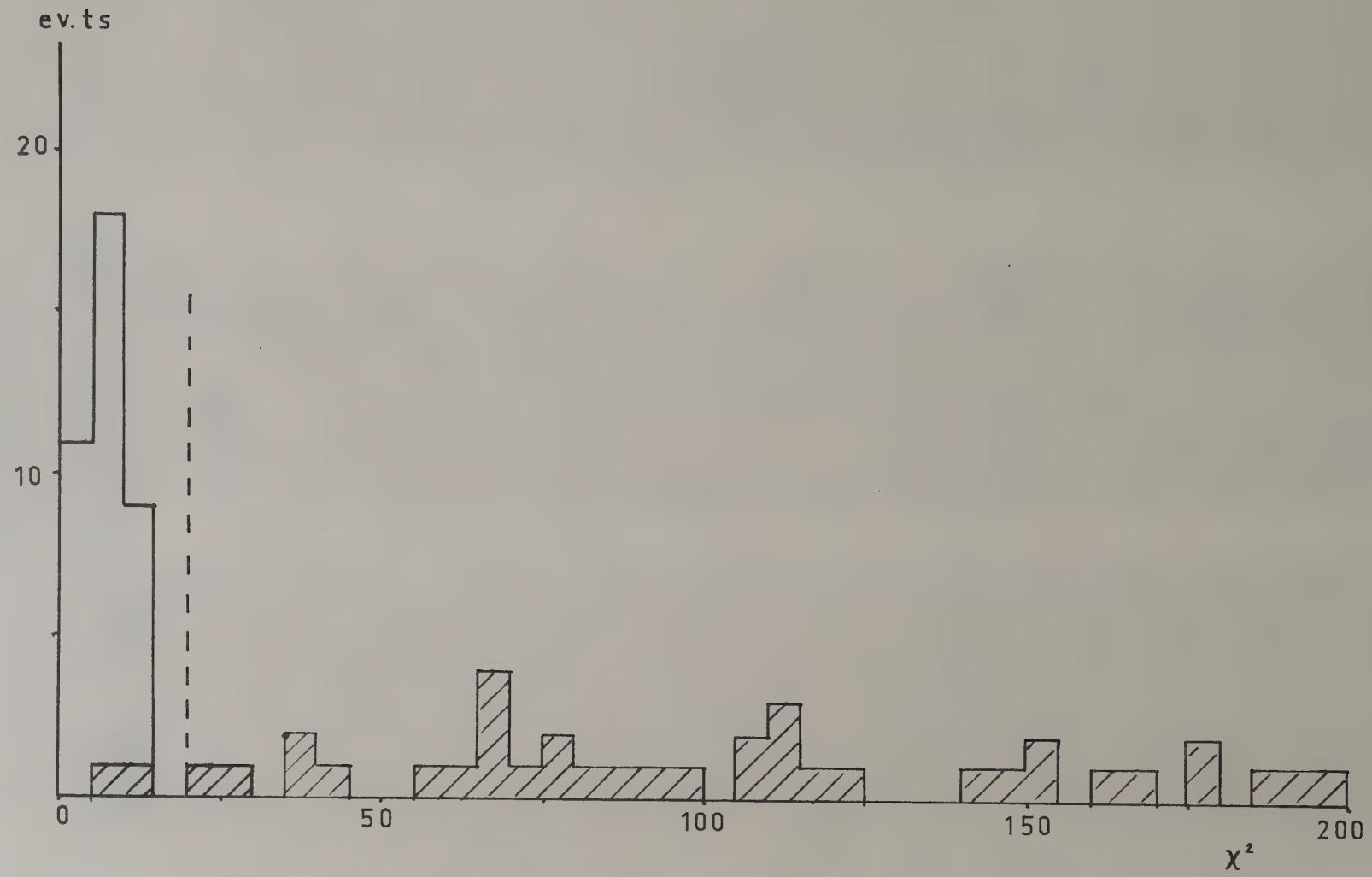


PLANCHE I_1

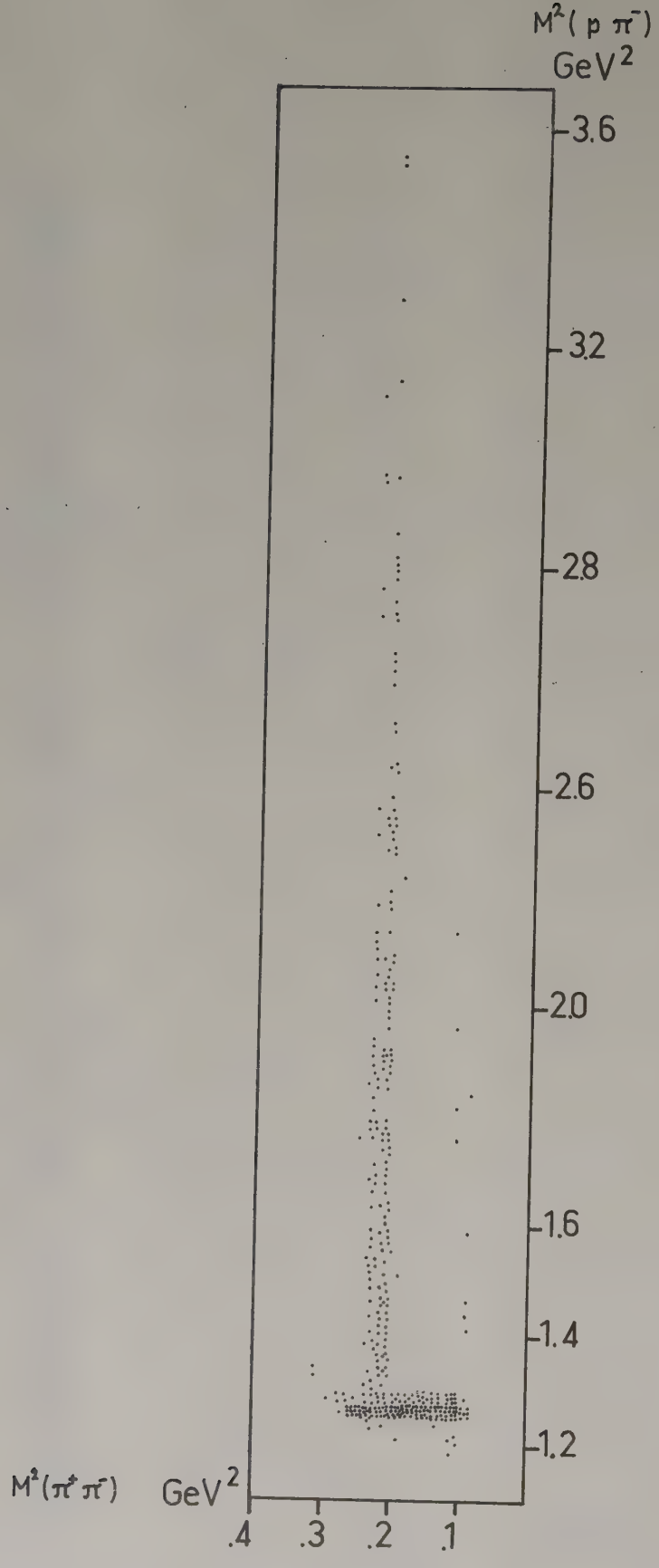


PLANCHE I_2

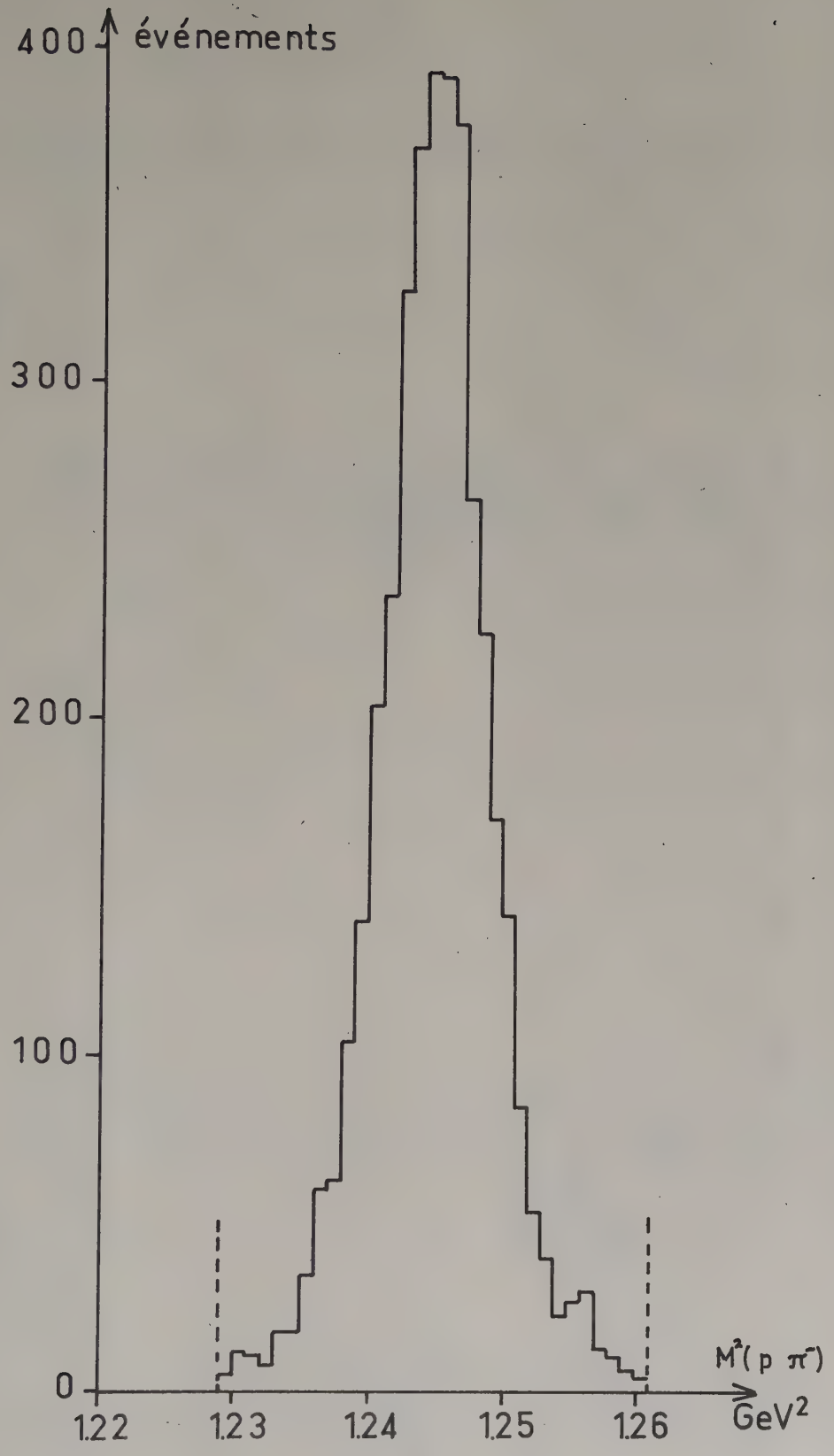


PLANCHE I_3

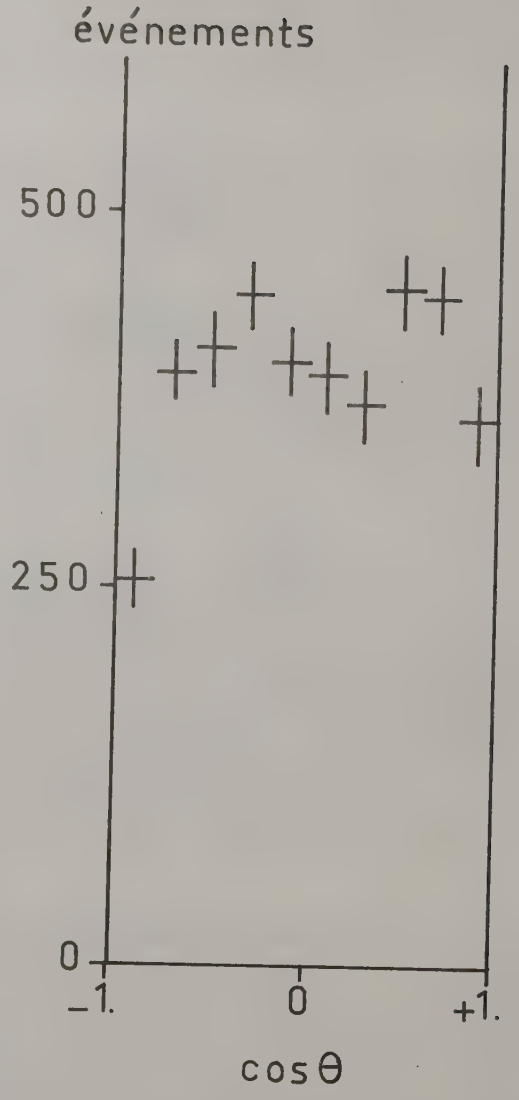


PLANCHE I_5

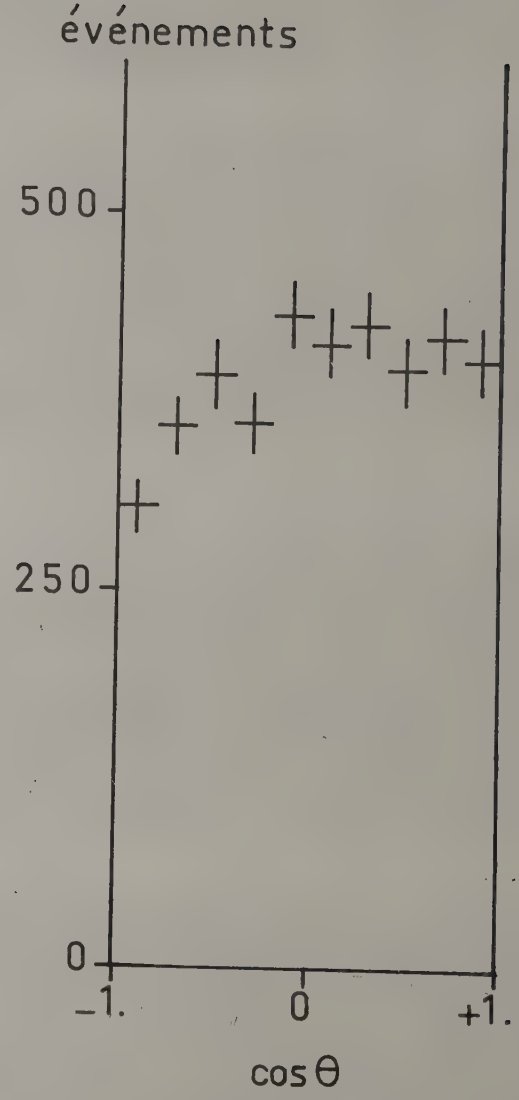


PLANCHE I_4

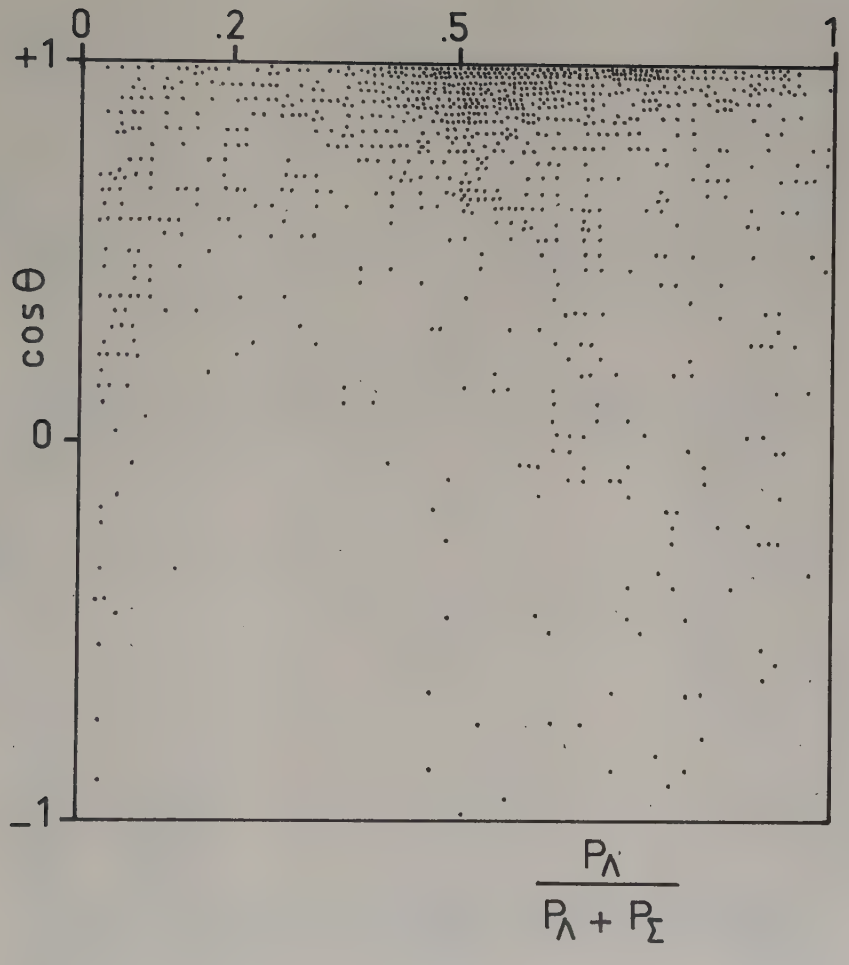


PLANCHE I_6

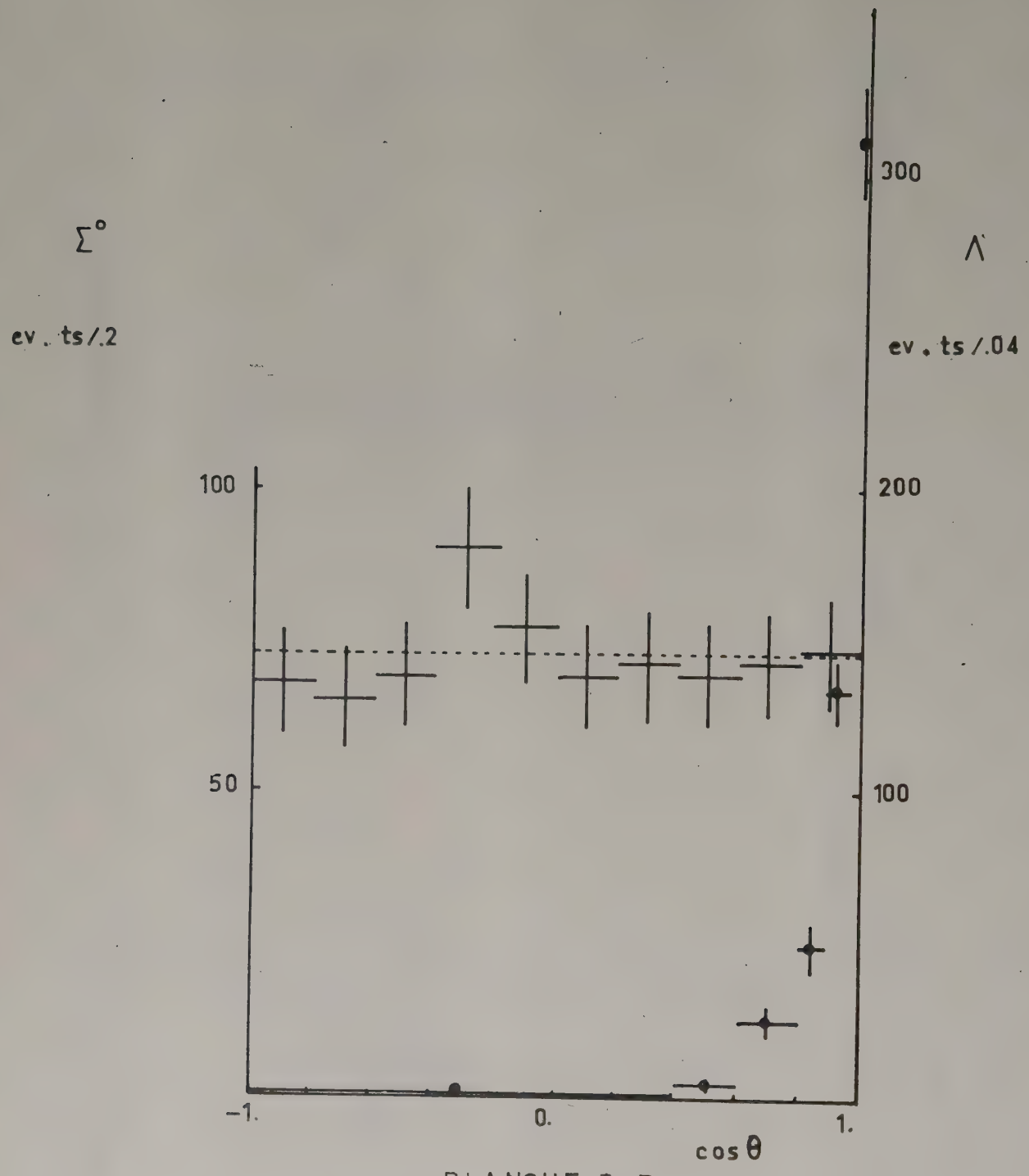


PLANCHE I_7

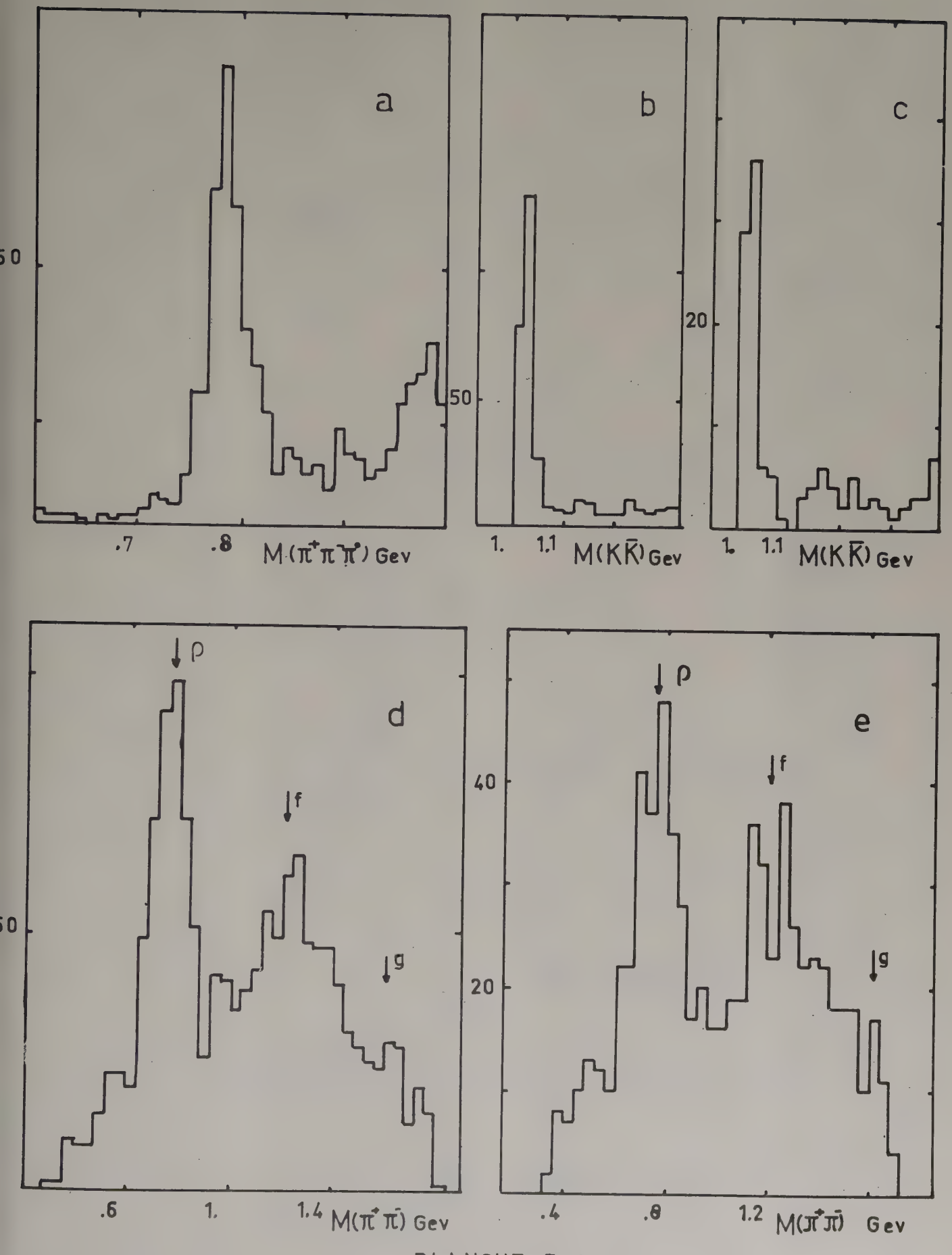

a
b
c
d
e
ρ
f
g
50
20
40
.7
.8
M(π⁺π⁻π⁰) Gev
1.
1.1
M(KK̄) Gev
.6
1.
1.4
M(π⁺π⁻) Gev
.4
.8
1.2
M(π⁺π⁻) Gev

PLANCHE I_8

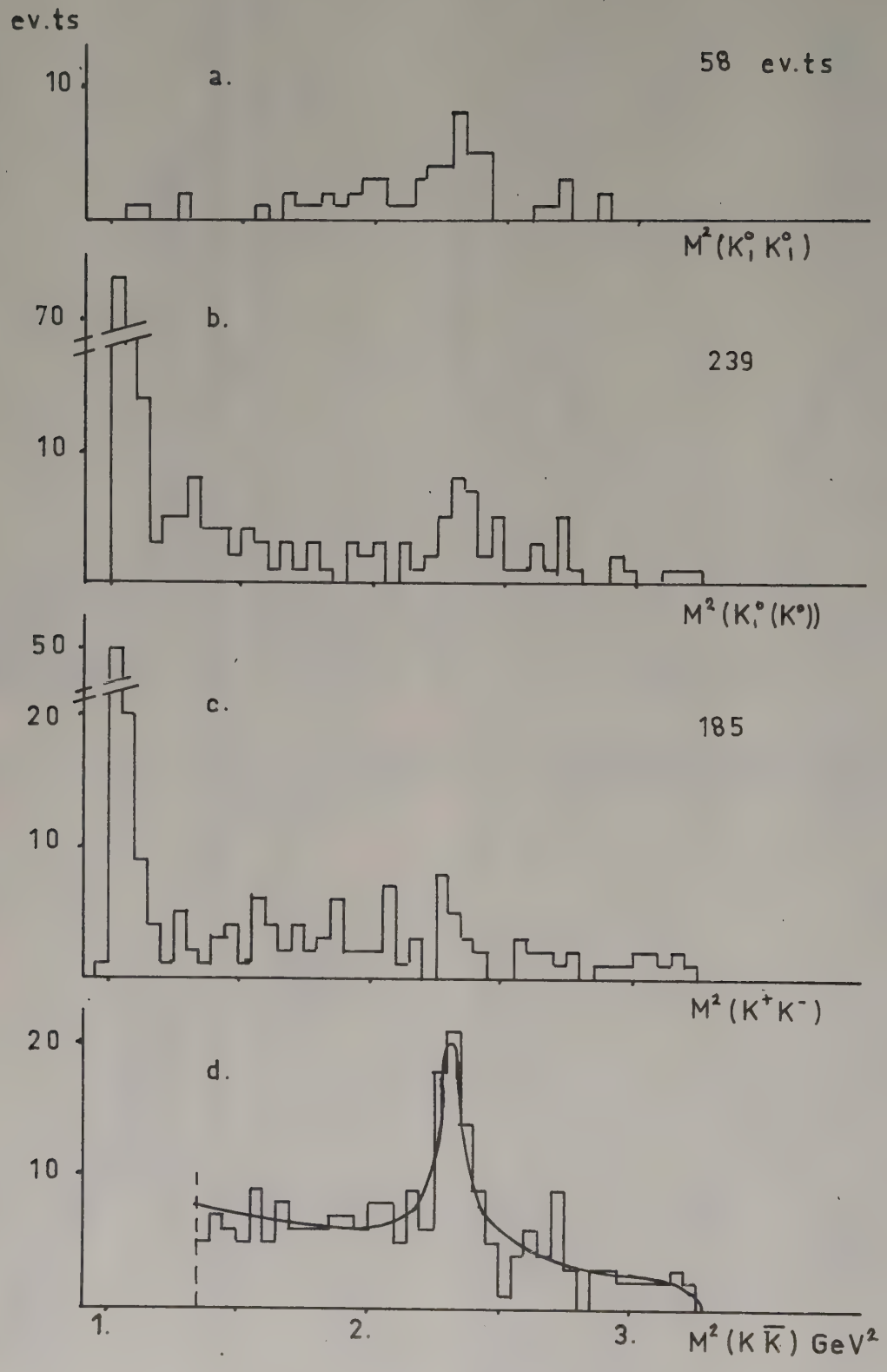
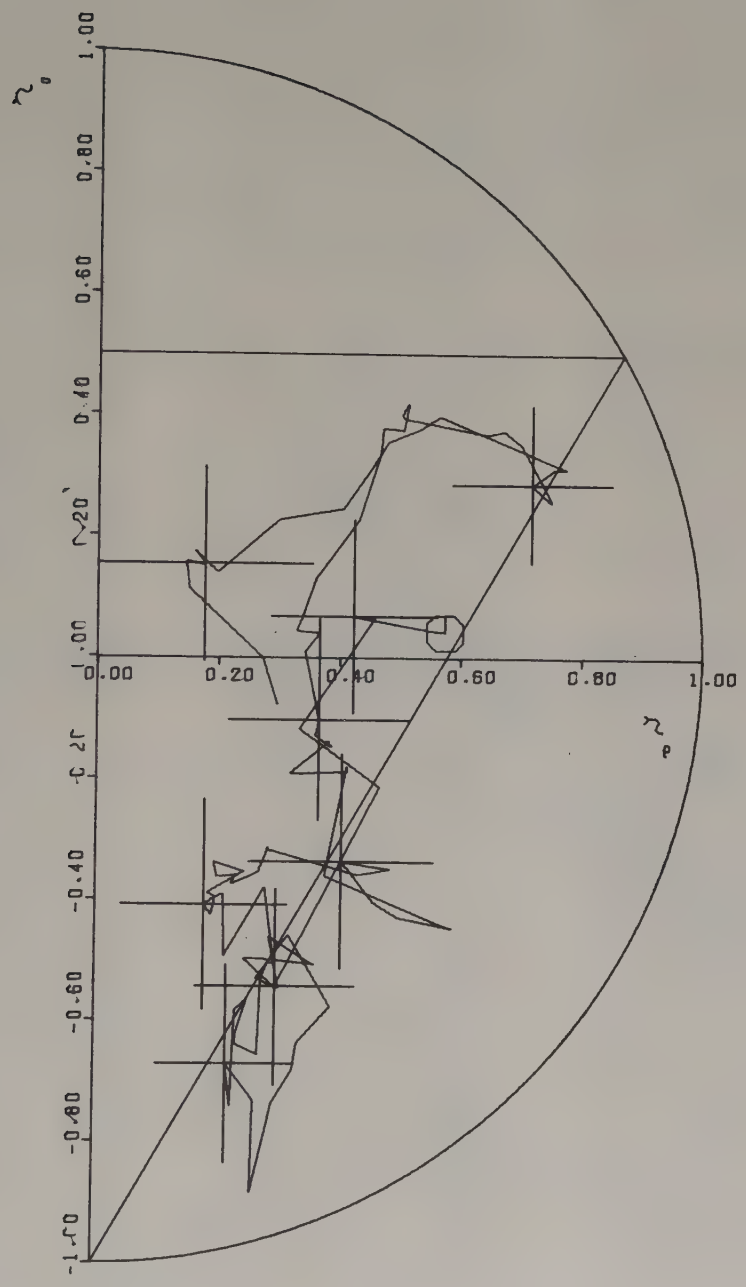

ev.ts
10
a.
58 ev.ts
$M^2(K_1^\circ K_1^\circ)$
70
10
b.
239
$M^2(K_1^\circ(K^\circ))$
50
20
10
c.
185
$M^2(K^+K^-)$
20
10
d.
1.
2.
3.
$M^2(K\bar{K})$ GeV²

PLANCHE I_9

$K^- p \to \Lambda \omega$ SYSTEME DE TRANSVERSITE VOIE S

nombre d evenements 416 dt 0.05000

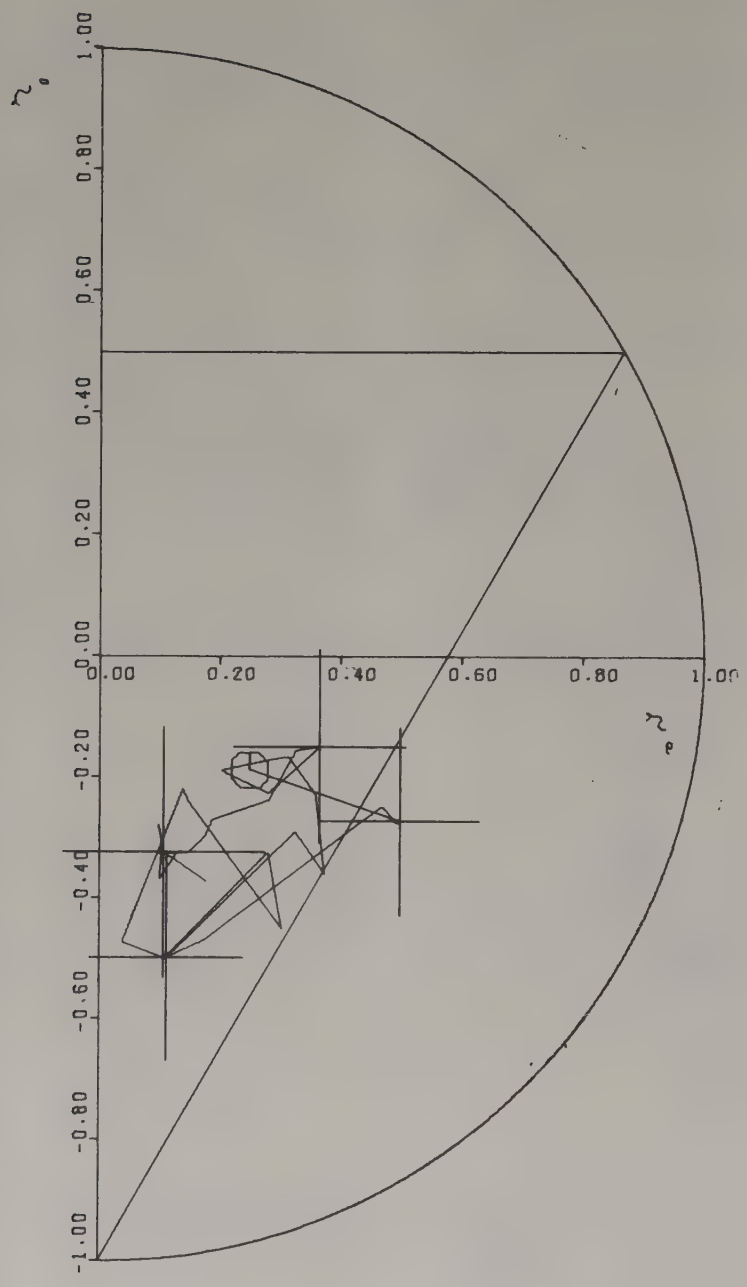


Trajectoire dans le plan meridien

PLANCHE II-1 a

$K^- p \to \Lambda \varphi$ SYSTEME DE TRANSVERSITE VOIE S

nombre d evenements 243 dt 0.05000

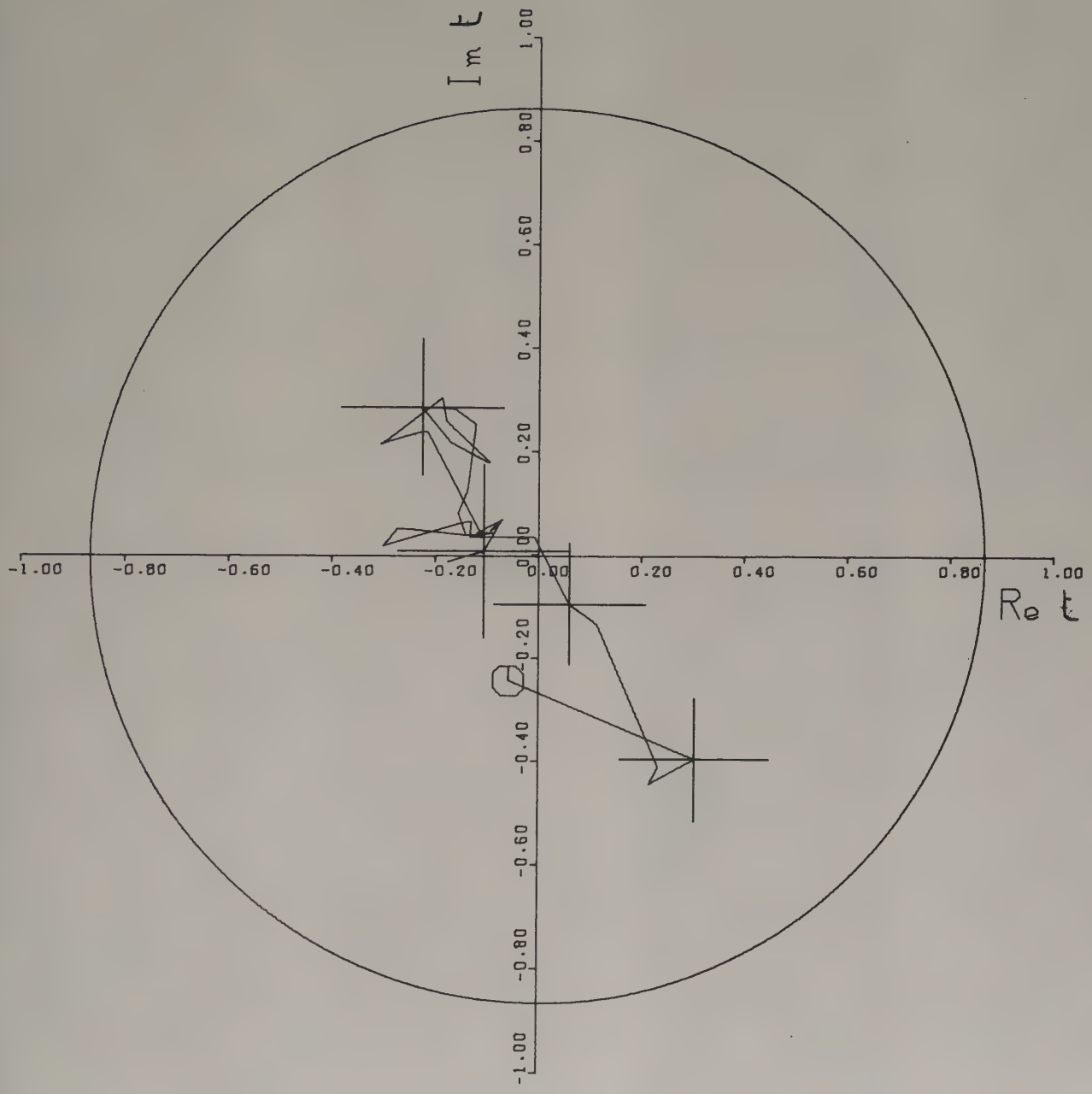


Trajectoire dans le plan meridien

PLANCHE II-1 b

$K^- p \to \Lambda \varphi$ SYSTEME DE TRANSVERSITE VOIE S

nombre d evenements 243 α 0.05000

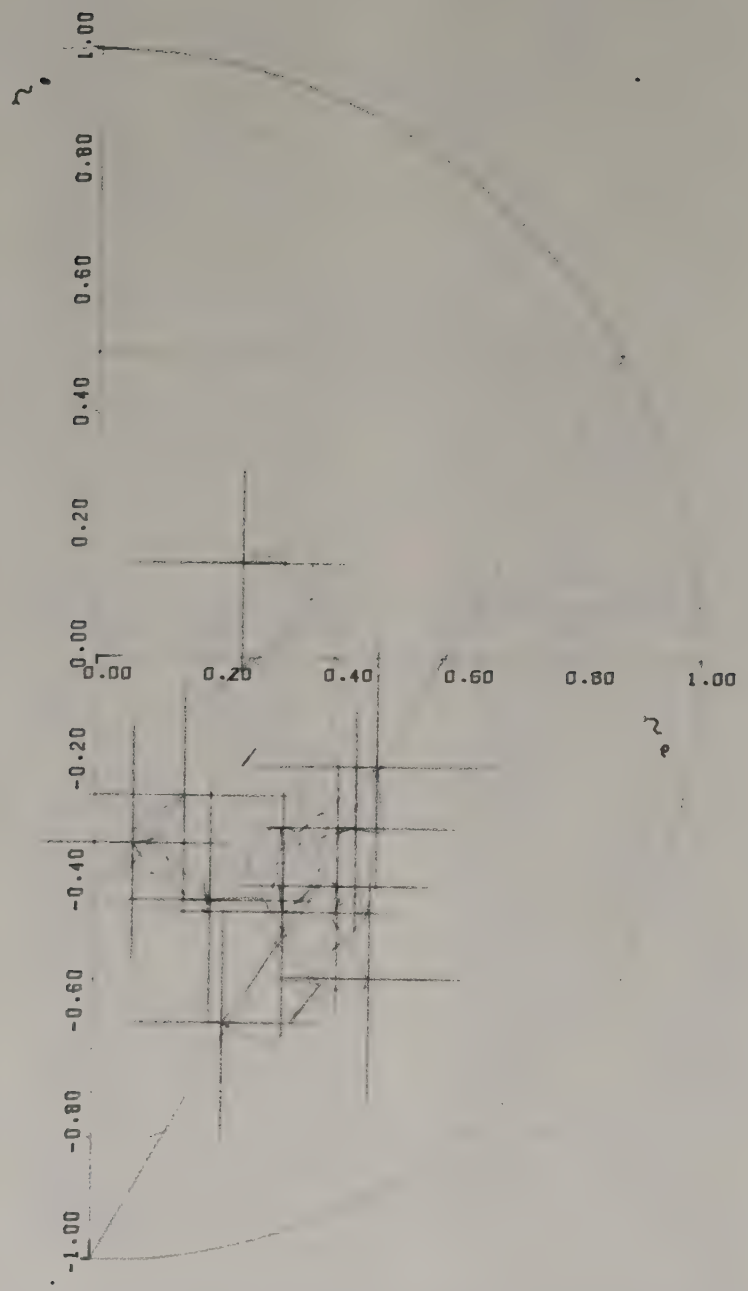


Projection de la trajectoire dans le plan de t_2^2

PLANCHE II_1 b

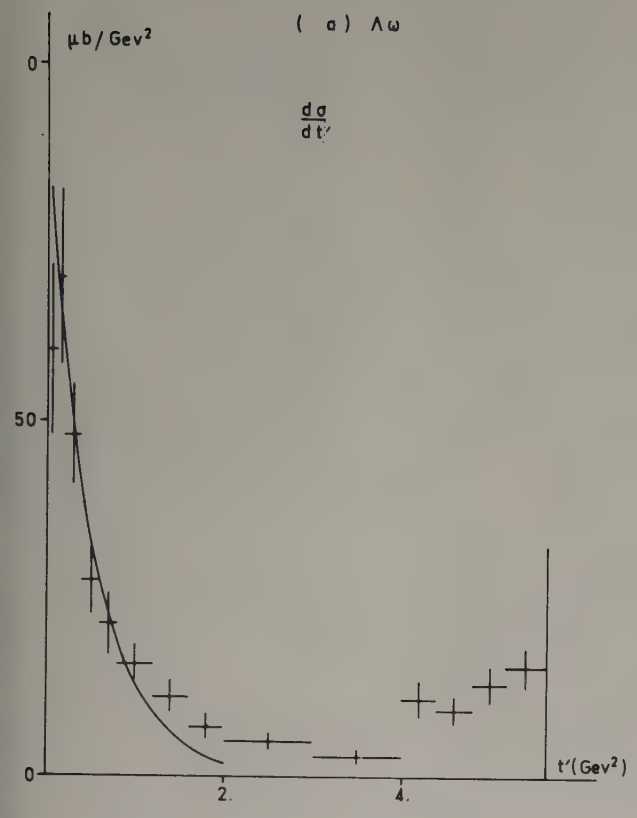
$K^- p \to \Lambda p$ SYSTEME DE TRANSVERSITE VOIE S

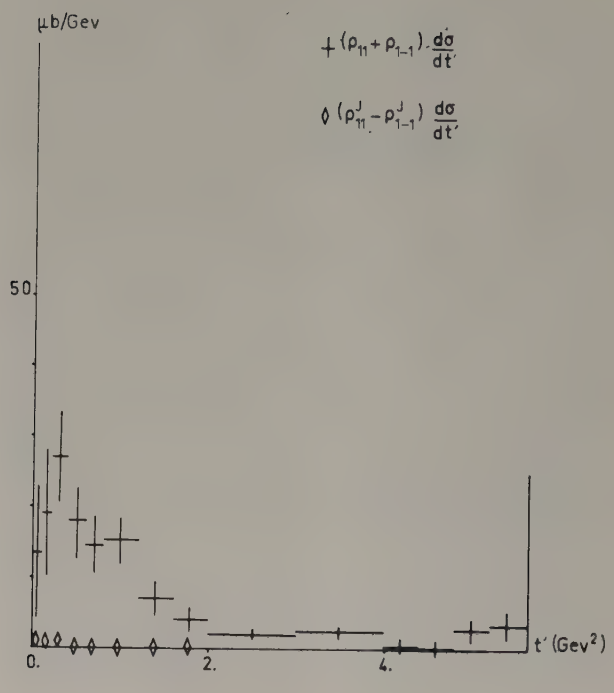
nombre d evenements 188 δt 0.05000

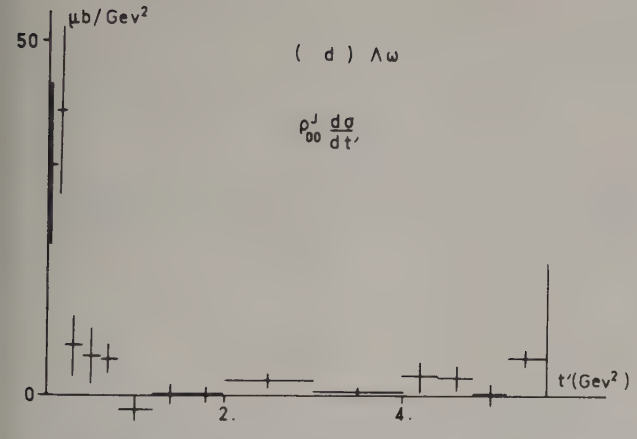


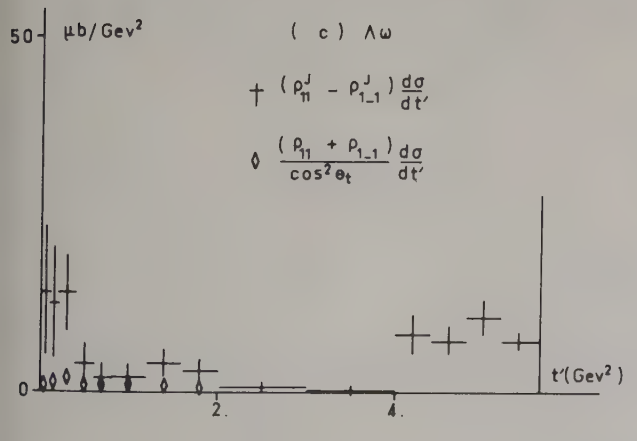
Trajectoire dans le plan meridien

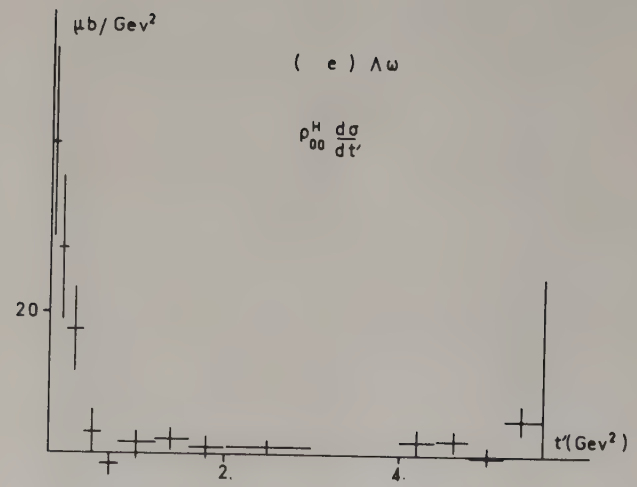
PLANCHE II_1c


(a) Λω
μb/Gev²
dσ/dt'
0
50
0
2.
4.
t'(Gev²)


(b) Λω
μb/Gev
+ (ρ11 + ρ1-1) dσ/dt'
◊ (ρ11J − ρ1-1J) dσ/dt'
50
0.
2.
4.
t' (Gev²)


(d) Λω
μb/Gev²
ρ00J dσ/dt'
50
0
2.
4.
t'(Gev²)


(c) Λω
μb/Gev²
+ (ρ11J − ρ1-1J) dσ/dt'
◊ (ρ11 + ρ1-1)/cos²θt dσ/dt'
50
0
2.
4.
t'(Gev²)


(e) Λω
μb/Gev²
ρ00H dσ/dt'
20
2.
4.
t'(Gev²)

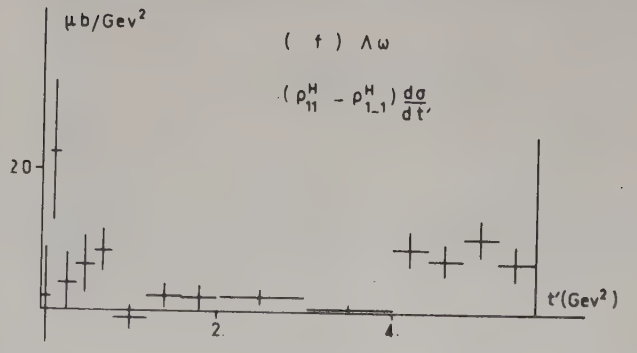
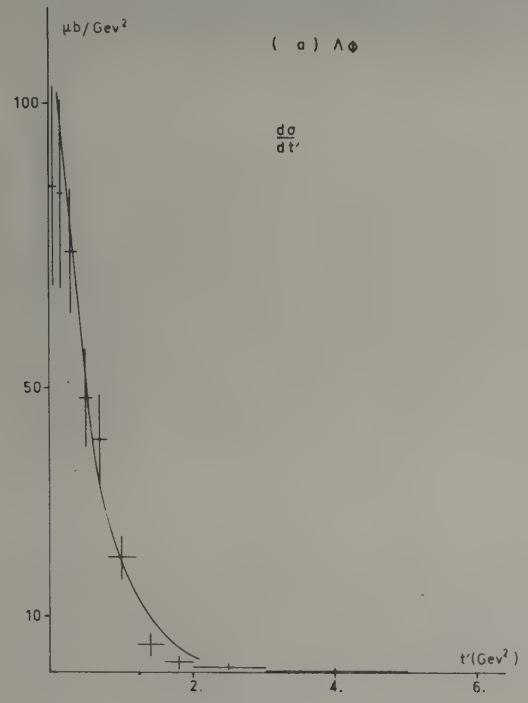
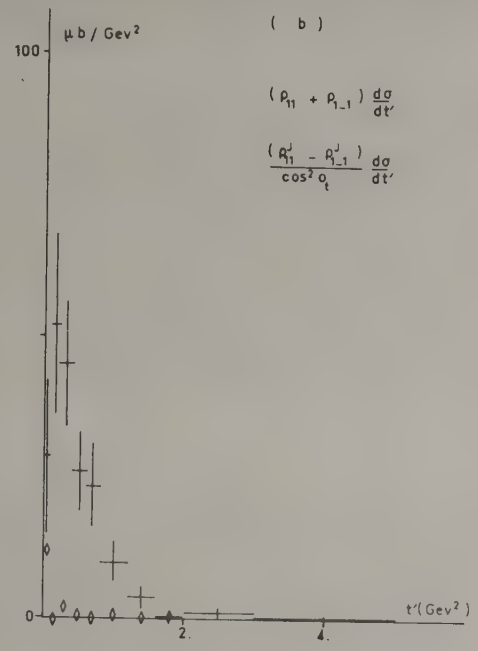
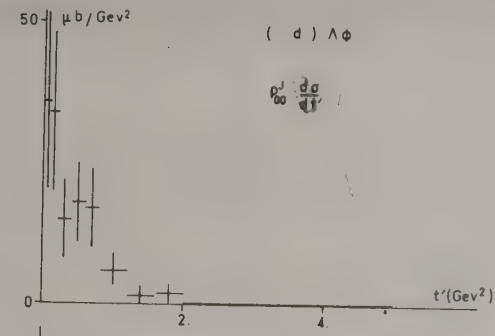
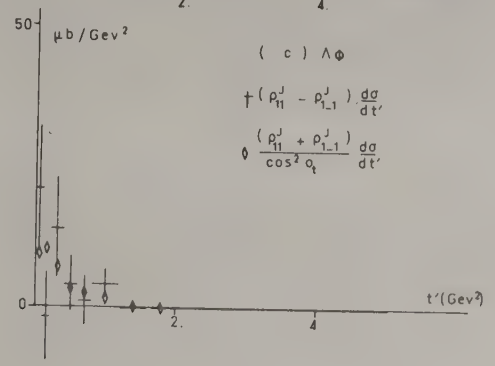

(f) Λω
μb/Gev²
(ρ11H − ρ1-1H) dσ/dt'
20
2.
4.
t'(Gev²)

PLANCHE II - 2


μb/Gev²
(a) Λφ
dσ/dt'
100
50
10
t'(Gev²)
2.
4.
6.


μb / Gev²
(b)
(ρ11 + ρ1-1) dσ/dt'
(ρ11J - ρ1-1J) / cos²θt dσ/dt'
100
0
t'(Gev²)
2.
4.


50
μb/Gev²
(d) Λφ
ρ00J dσ/dt'
0
t'(Gev²)
2.
4.


50
μb/Gev²
(c) Λφ
† (ρ11J - ρ1-1J) dσ/dt'
◊ (ρ11J + ρ1-1J) / cos²θt dσ/dt'
0
t'(Gev²)
2.
4

(e) Λφ
ρ00H dσ/dt'
μb/Gev²
50
0
t'(Gev²)
2.
4.

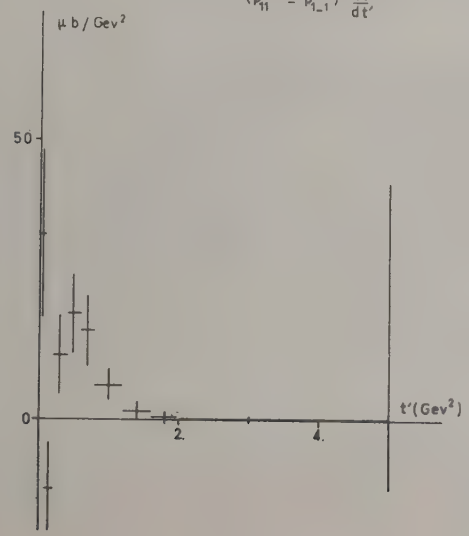
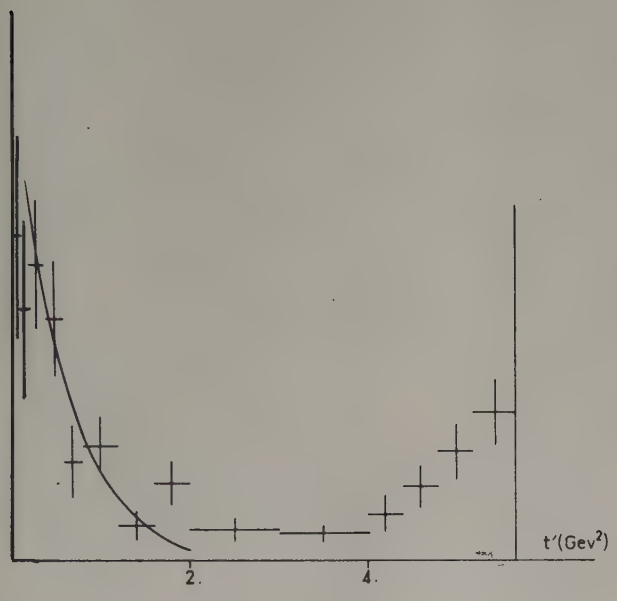

(f) Λφ
(ρ11H - ρ1-1H) dσ/dt'
μb/Gev²
50
0
t'(Gev²)
2.
4.

PLANCHE II.3

(a) $\Lambda\rho$

$\mu b/Gev^2$

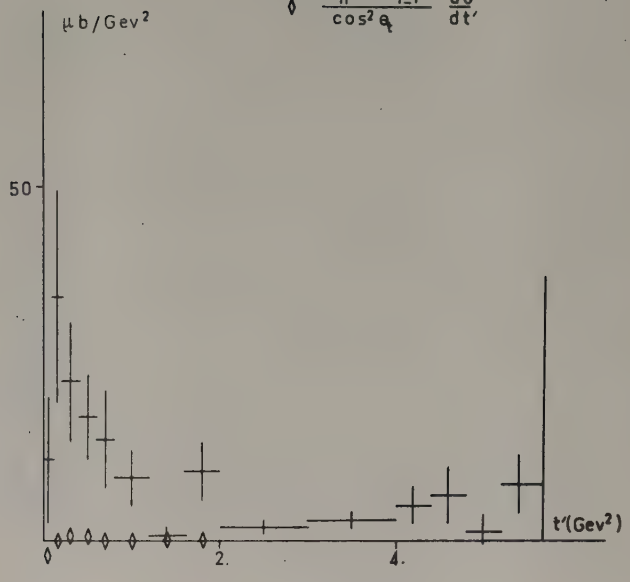
$\frac{d\sigma}{dt'}$



(b) $\Lambda\rho$

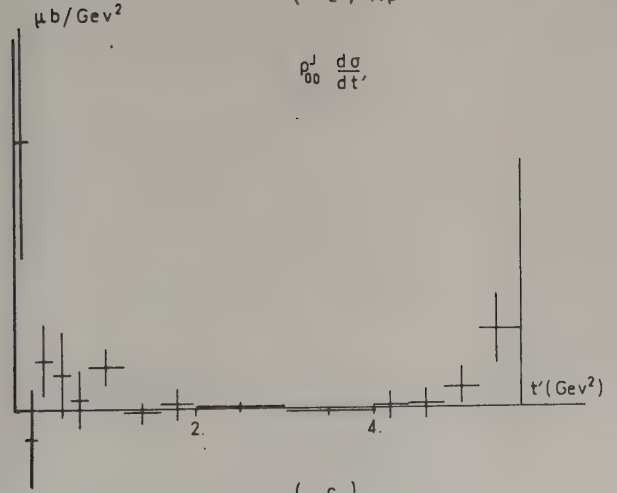
$+ \ (\rho_{11} + \rho_{1-1}) \ \frac{d\sigma}{dt'}$

$\Diamond \ \frac{(\rho^J_{11} - \rho^J_{1-1})}{\cos^2\theta_t} \ \frac{d\sigma}{dt'}$



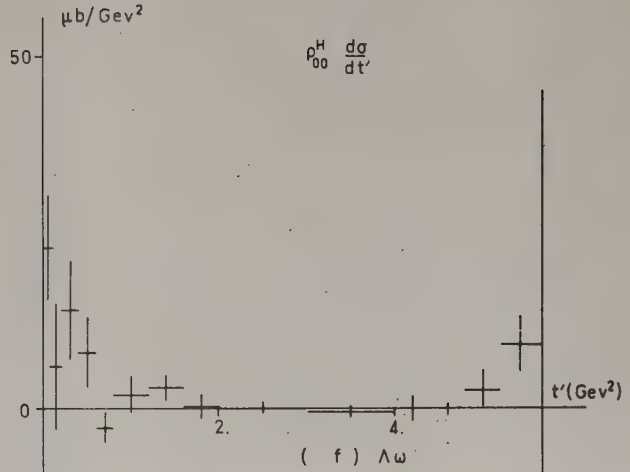
(d) $\Lambda\rho$

$\rho^J_{00} \ \frac{d\sigma}{dt'}$



(e) $\Lambda\rho$

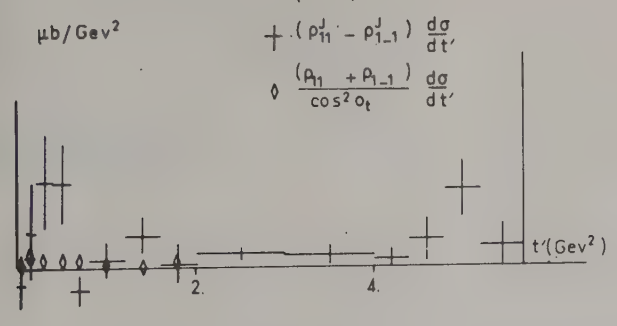
$\rho^H_{00} \ \frac{d\sigma}{dt'}$



(c)

$+ \ (\rho^J_{11} - \rho^J_{1-1}) \ \frac{d\sigma}{dt'}$

$\Diamond \ \frac{(\rho_{11} + \rho_{1-1})}{\cos^2\theta_t} \ \frac{d\sigma}{dt'}$



(f) $\Lambda\omega$

$(\rho^H_{11} - \rho^H_{1-1}) \ \frac{d\sigma}{dt'}$

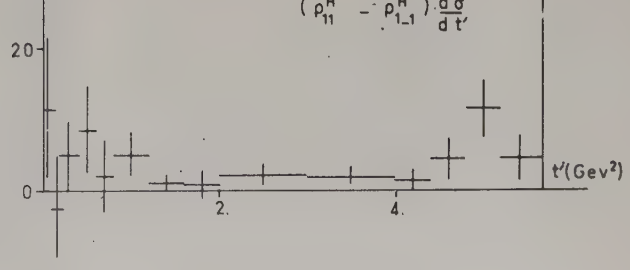


PLANCHE II_4

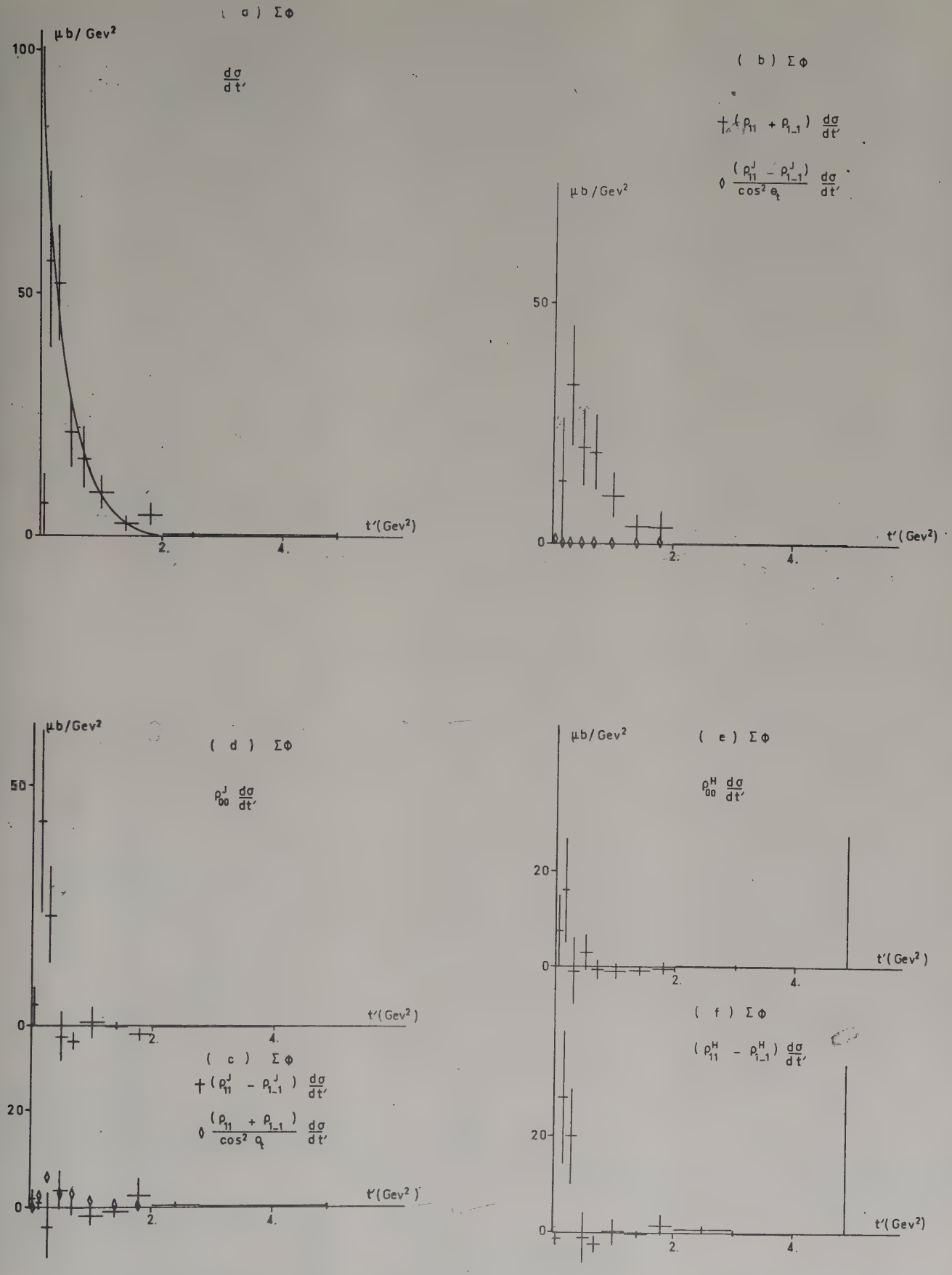

(a) ΣΦ
μb/ Gev²
100
50
0
dσ/dt'
t'(Gev²)
2.
4.
(b) ΣΦ
+ (ρ11 + ρ1-1) dσ/dt'
◊ (ρ11J − ρ1-1J)/cos²θt dσ/dt'
μb/Gev²
50
0
t'(Gev²)
2.
4.
(d) ΣΦ
ρ00J dσ/dt'
μb/Gev²
50
0
t'(Gev²)
2.
4.
(c) ΣΦ
+ (ρ11J − ρ1-1J) dσ/dt'
◊ (ρ11 + ρ1-1)/cos²θt dσ/dt'
20
0
t'(Gev²)
2.
4.
μb/Gev²
(e) ΣΦ
ρ00H dσ/dt'
20
0
t'(Gev²)
2.
4.
(f) ΣΦ
(ρ11H − ρ1-1H) dσ/dt'
20
0
t'(Gev²)
2.
4.

PLANCHE II.5

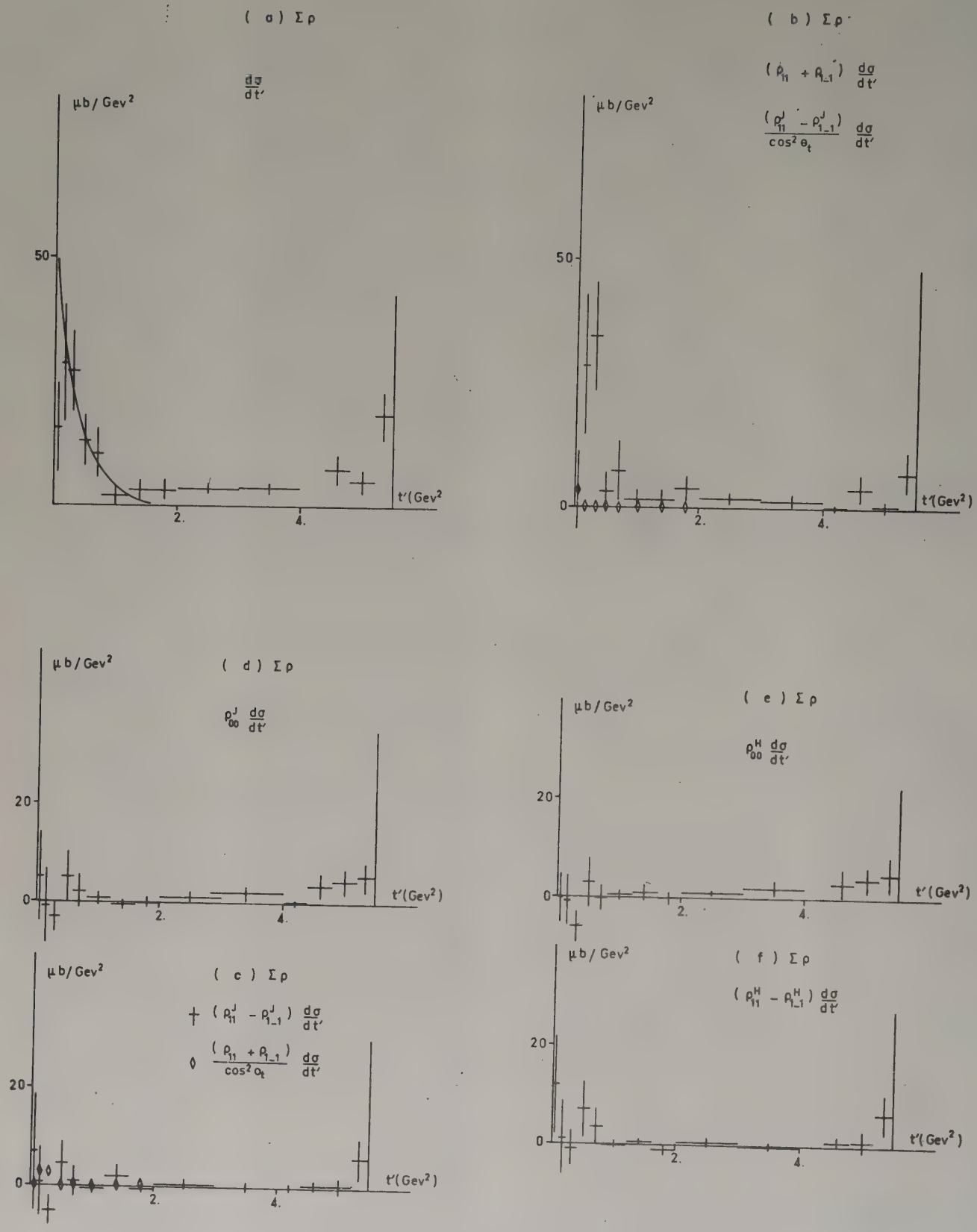

(a) Σρ
$\frac{d\sigma}{dt'}$
μb/Gev²
50
2.
4.
t'(Gev²
(b) Σρ
$(\rho_{11} + \rho_{1-1})\ \frac{d\sigma}{dt'}$
$\frac{(\rho^J_{11} - \rho^J_{1-1})}{\cos^2\theta_t}\ \frac{d\sigma}{dt'}$
μb/Gev²
50
0
2.
4.
t'(Gev²)
(d) Σρ
$\rho^J_{00}\ \frac{d\sigma}{dt'}$
μb/Gev²
20
0
2.
4.
t'(Gev²)
(e) Σρ
$\rho^H_{00}\ \frac{d\sigma}{dt'}$
μb/Gev²
20
0
2.
4.
t'(Gev²)
(c) Σρ
+ $(\rho^J_{11} - \rho^J_{1-1})\ \frac{d\sigma}{dt'}$
◊ $\frac{(\rho_{11} + \rho_{1-1})}{\cos^2\theta_t}\ \frac{d\sigma}{dt'}$
μb/Gev²
20
0
2.
4.
t'(Gev²)
(f) Σρ
$(\rho^H_{11} - \rho^H_{1-1})\ \frac{d\sigma}{dt'}$
μb/Gev²
20
0
2.
4.
t'(Gev²)

PLANCHE II. 6

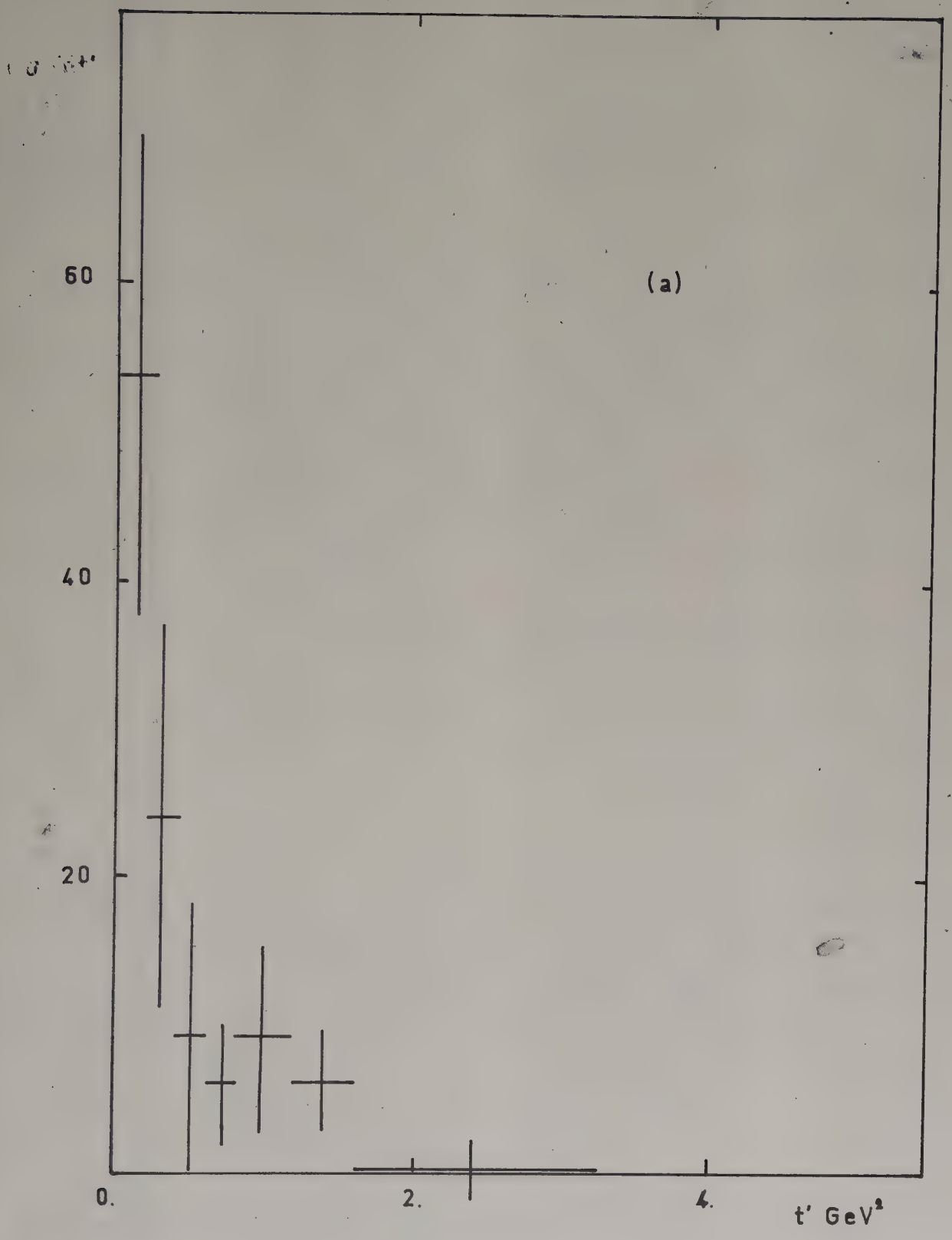


PLANCHE II_7

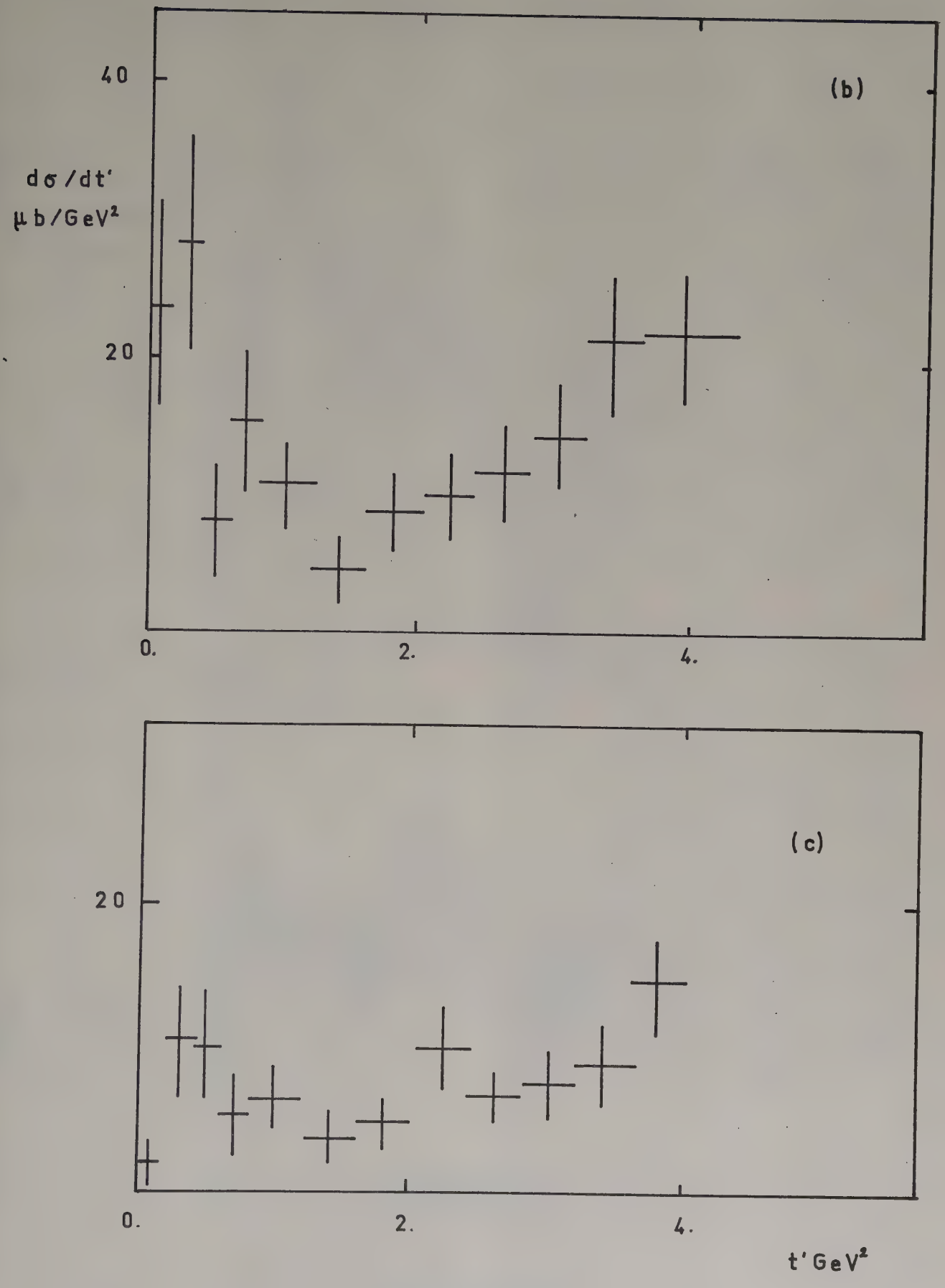
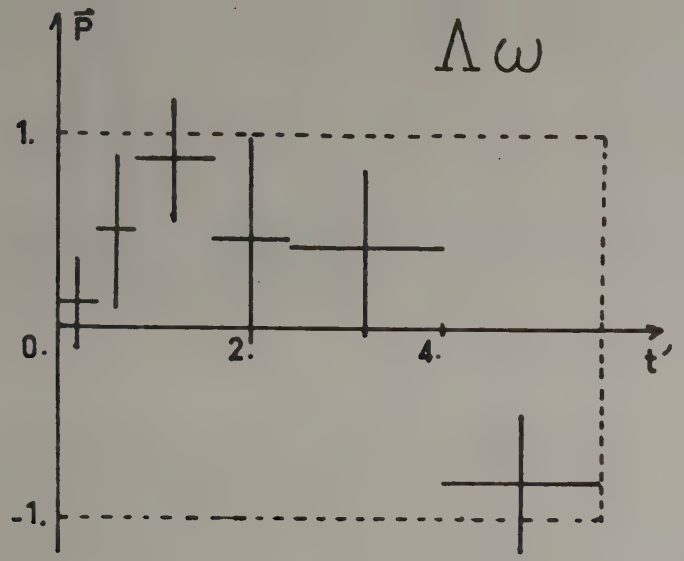
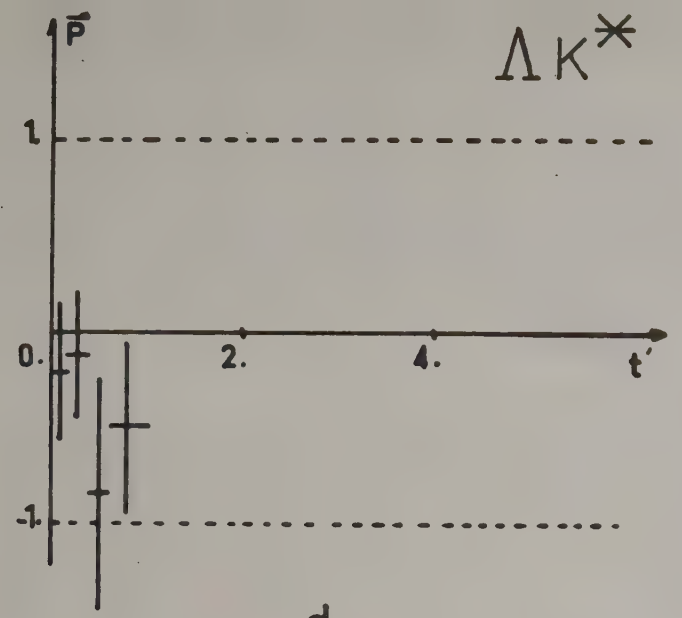


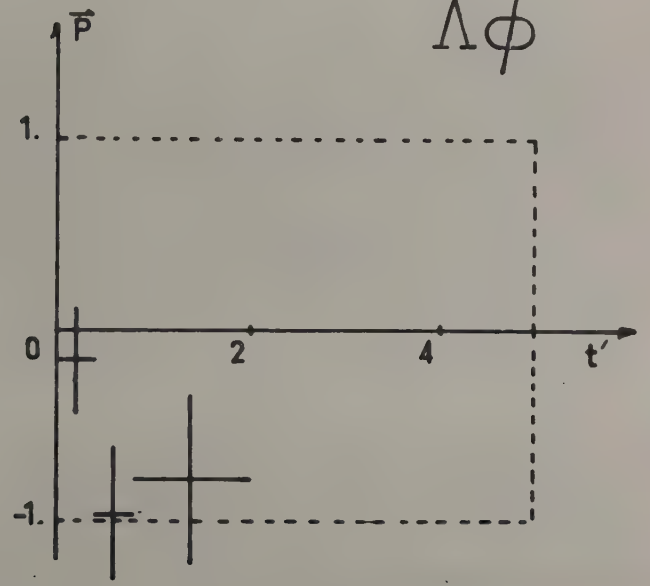
PLANCHE II_8



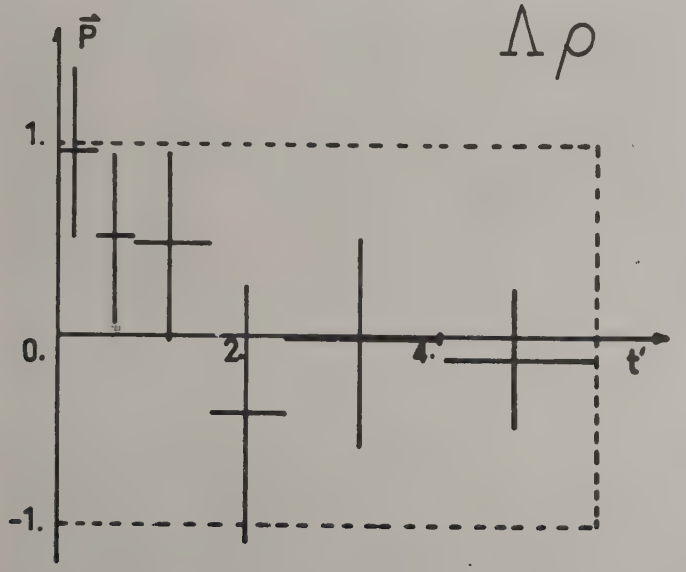
a



d



b



c

PLANCHE II_9

$K^- p \to \Lambda \omega$ SYSTEME D HELICITE VOIE T

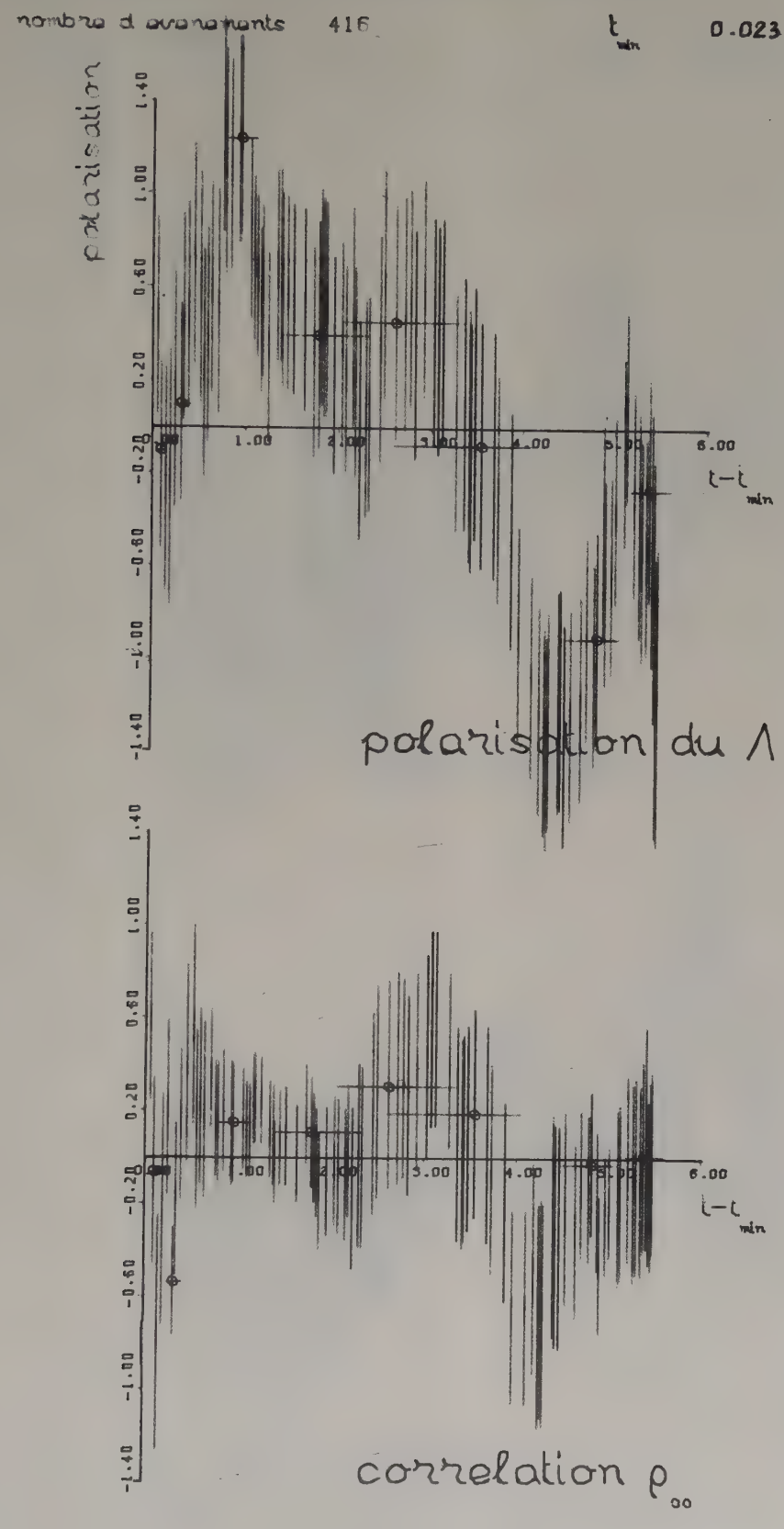


PLANCHE II.10

$K^- p \to \Lambda \omega$ SYSTEME D HELICITE VOIE T

nombre d evenements 416 t_{min} 0.02394

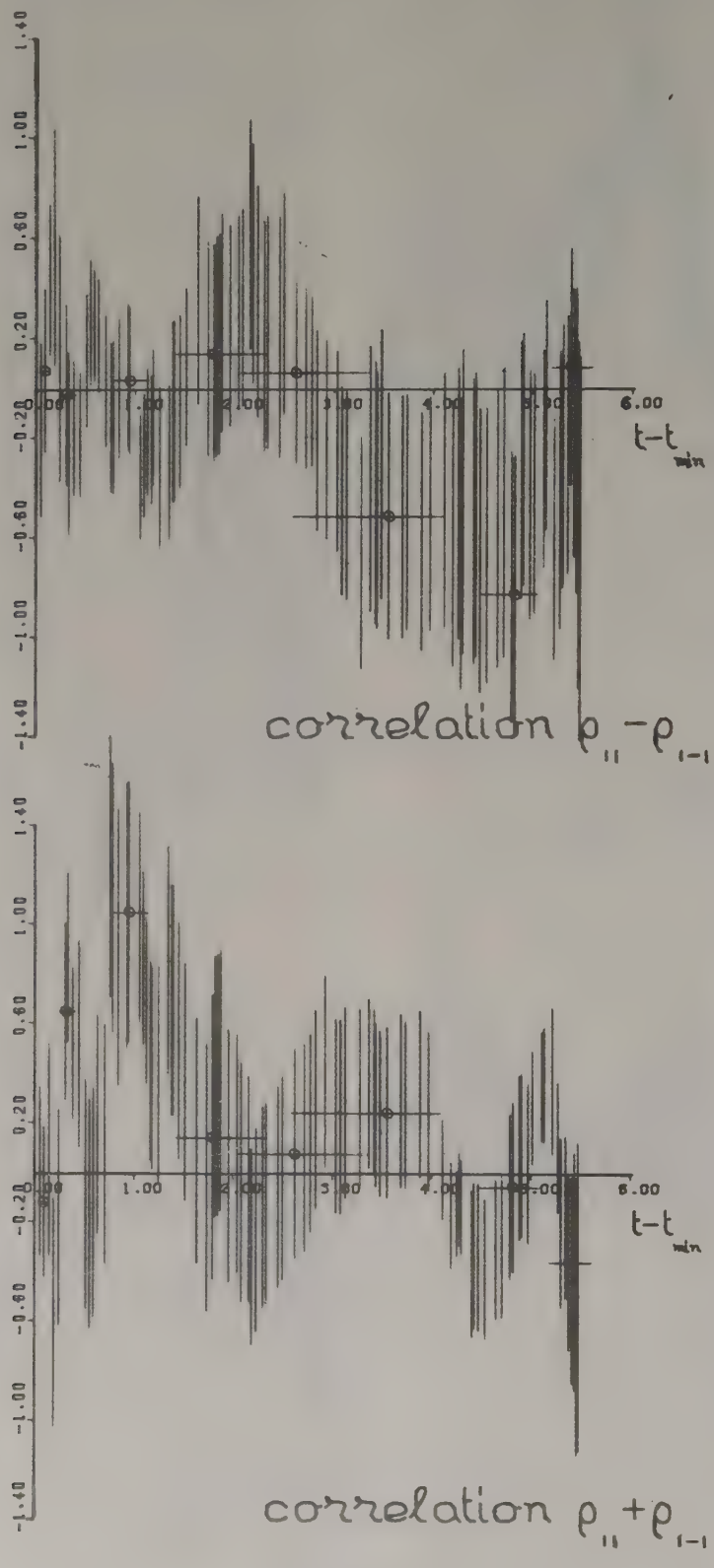
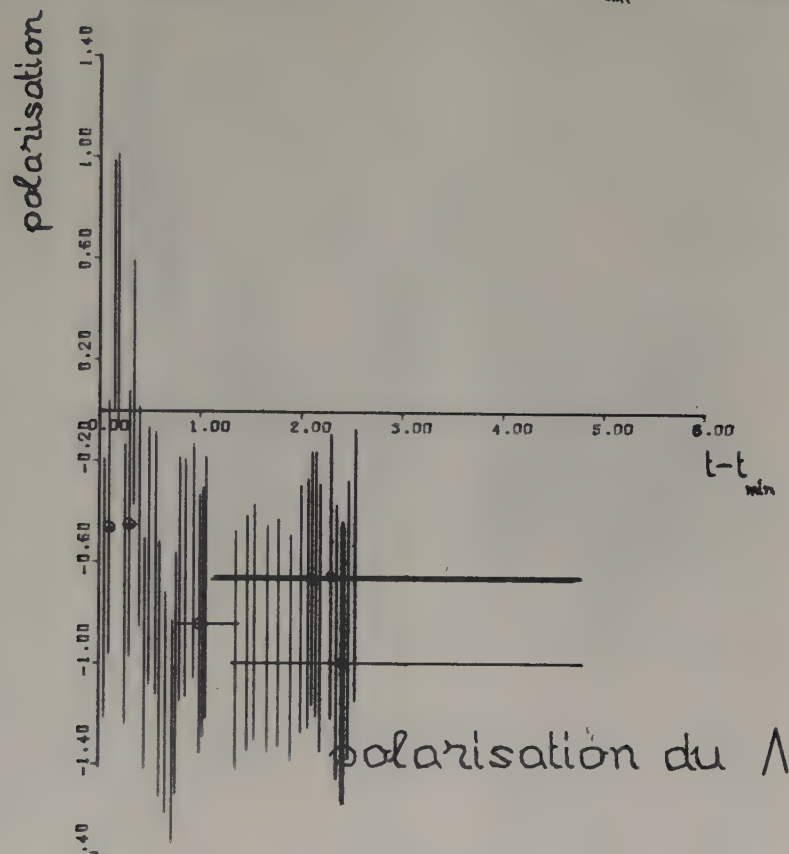


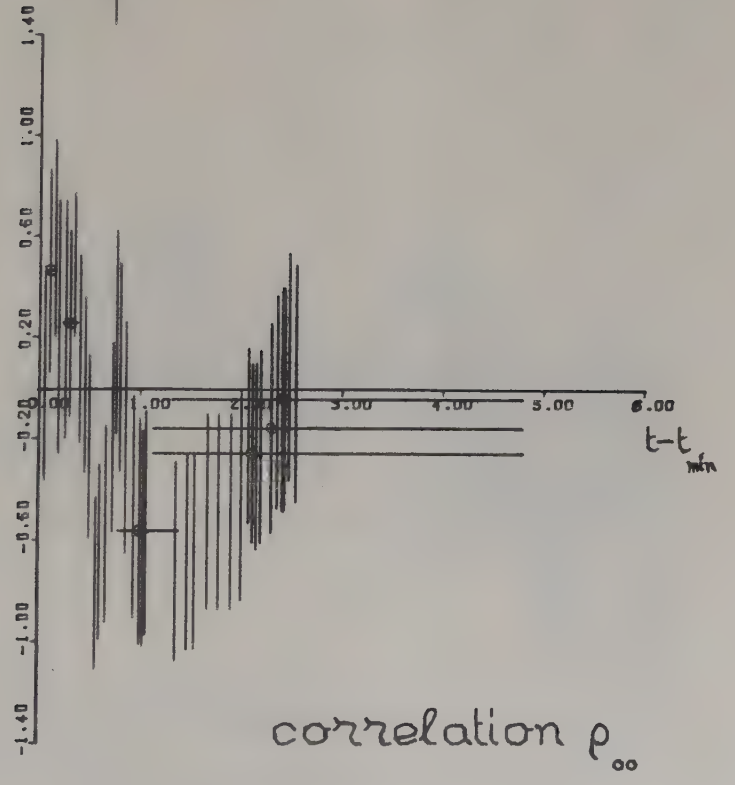
PLANCHE II.11

$K^- p \to \Lambda \phi$ SYSTEME D HELICITE VOIE T

nombre d evenements 243 t_{min} 0.06223



polarisation du Λ

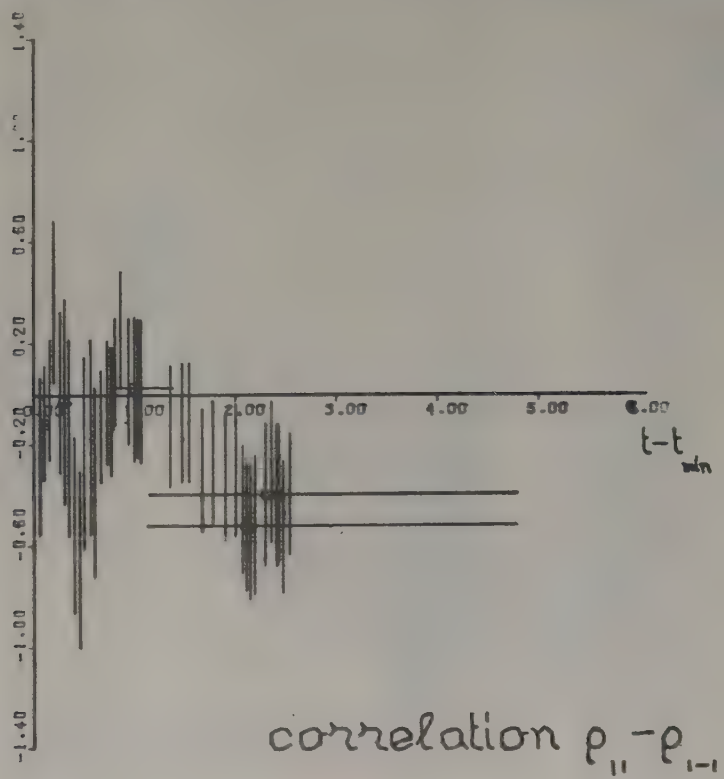


correlation ρ_{oo}

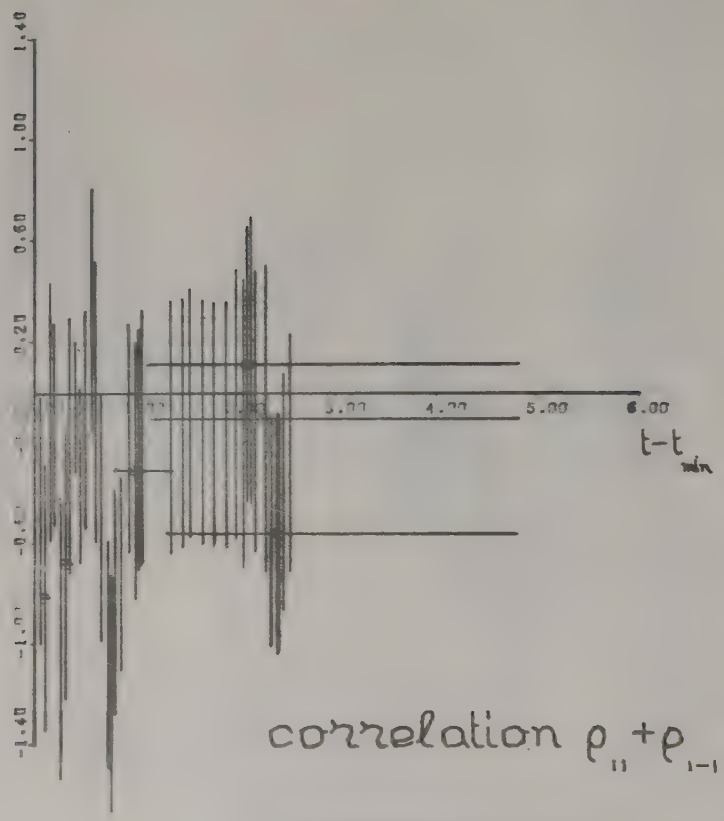
PLANCHE II_12

$K^- p \to \Lambda \phi$ SYSTEME D HELICITE VOIE T

nombre d'evenements 243 t_{min} 0.06123



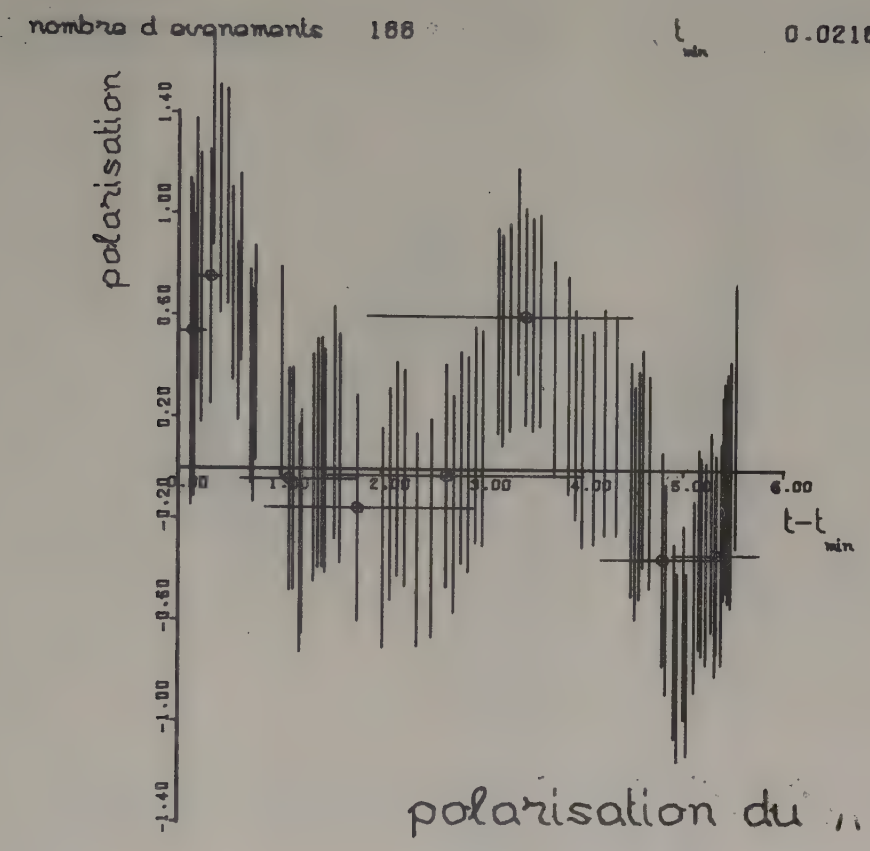
correlation $\rho_{11} - \rho_{1-1}$



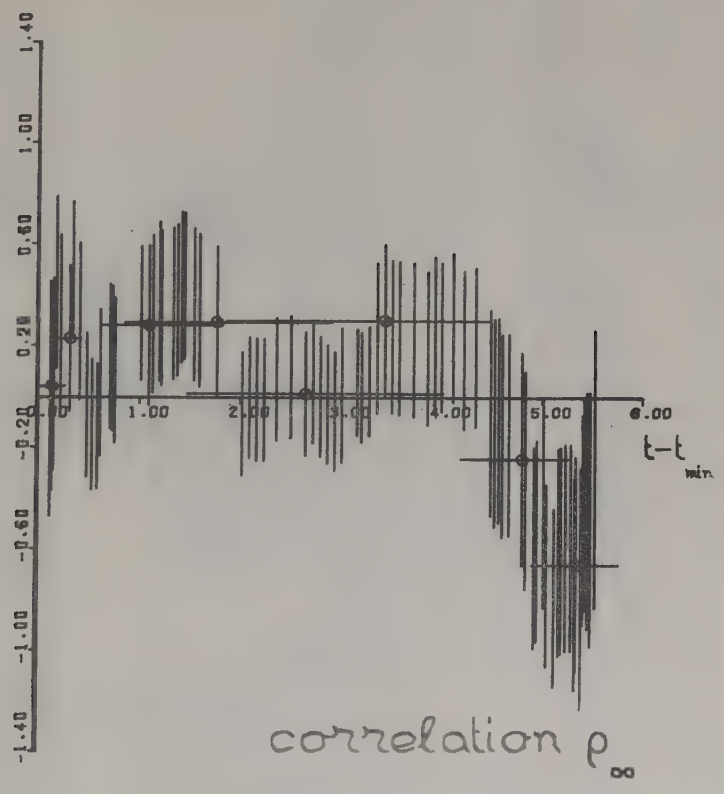
correlation $\rho_{11} + \rho_{1-1}$

PLANCHE II_13

$K^- p \to \Lambda \rho$ SYSTEME D HELICITE VOIE T



polarisation du Λ

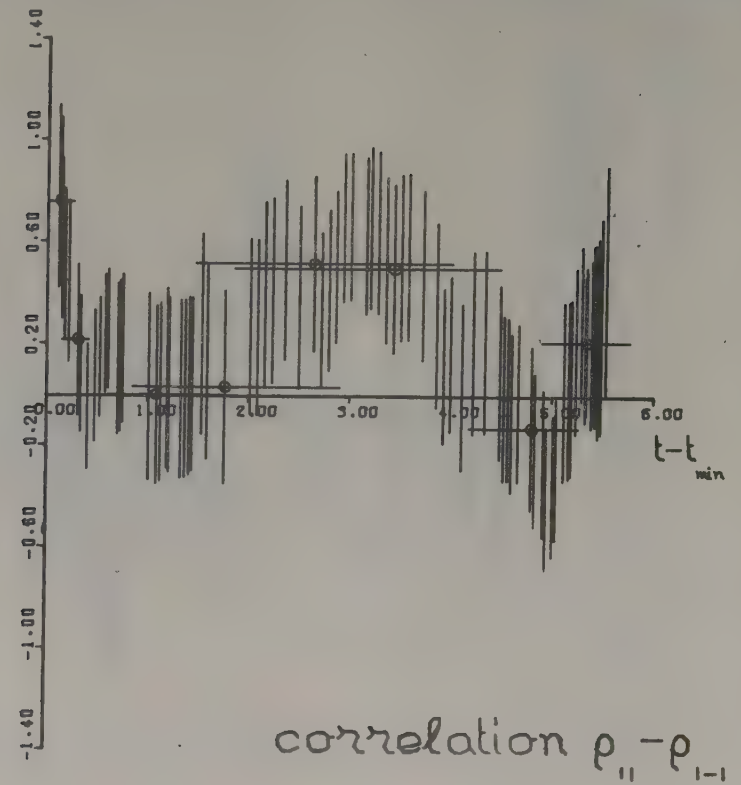


correlation ρ_{oo}

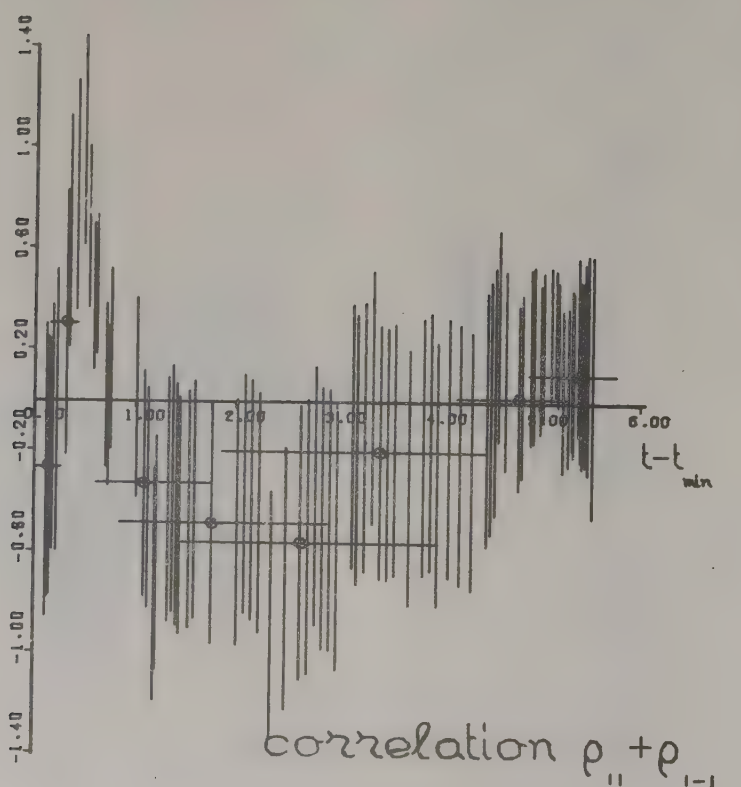
PLANCHE II_14

$K^- p \to \Lambda \rho$ SYSTEME D HELICITE VOIE T

nombre d evenements 188 t_{min} 0.02180



correlation $\rho_{11} - \rho_{1-1}$



correlation $\rho_{11} + \rho_{1-1}$

PLANCHE II_15

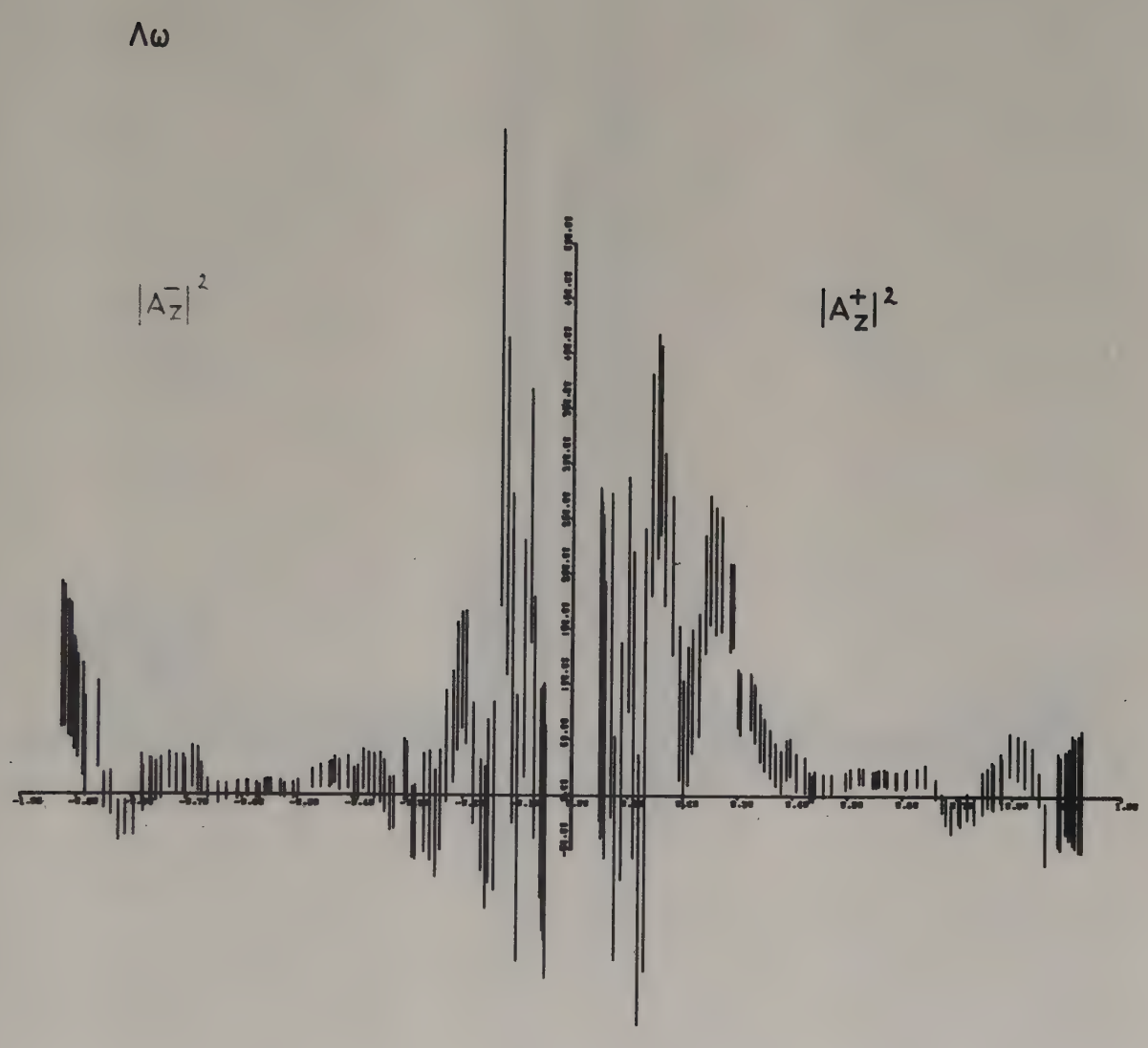


PLANCHE II_16

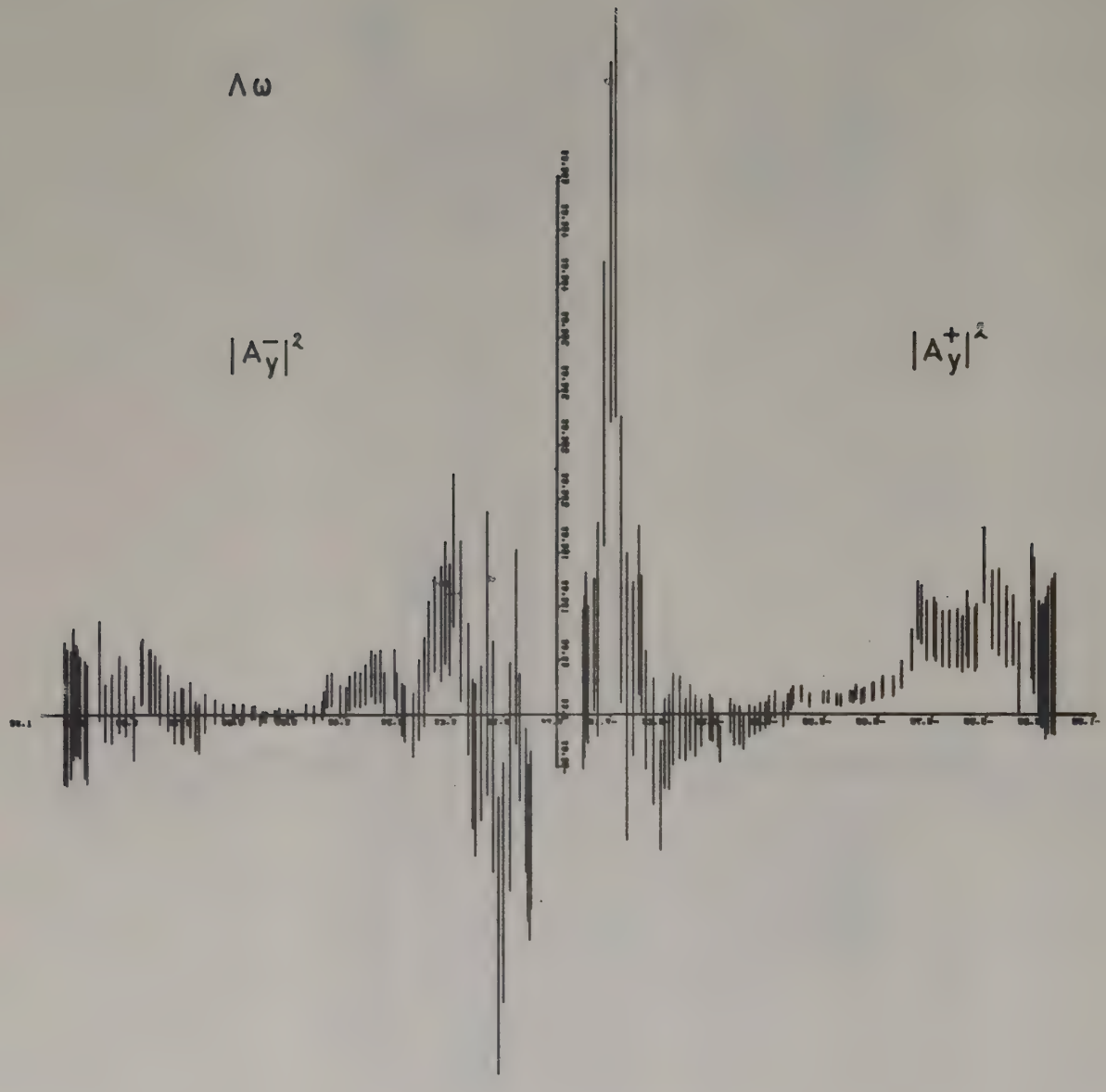


PLANCHE II_17

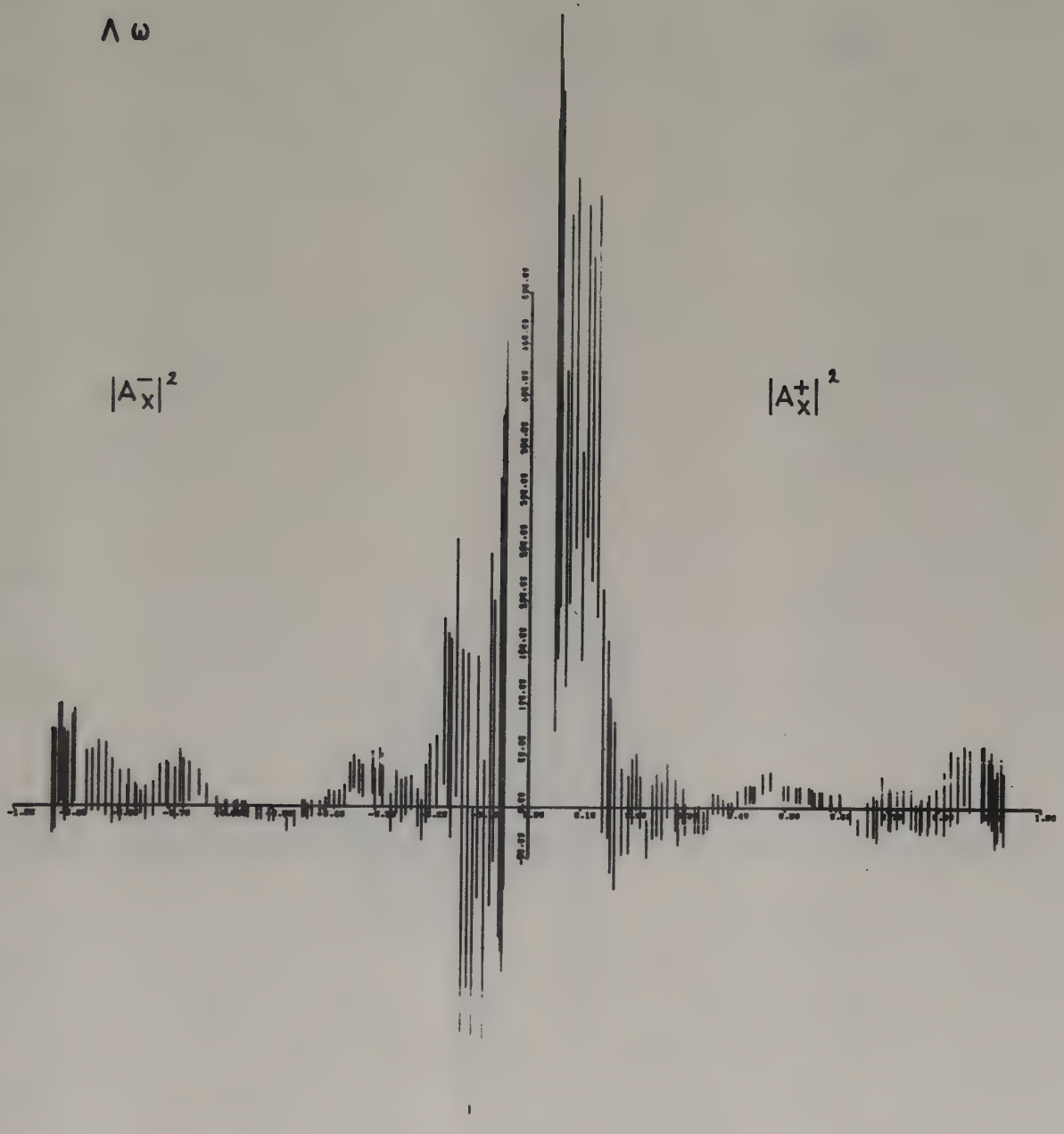


PLANCHE II_18

$\Lambda\Phi$

$|A_z^-|^2$

$|A_z^+|^2$

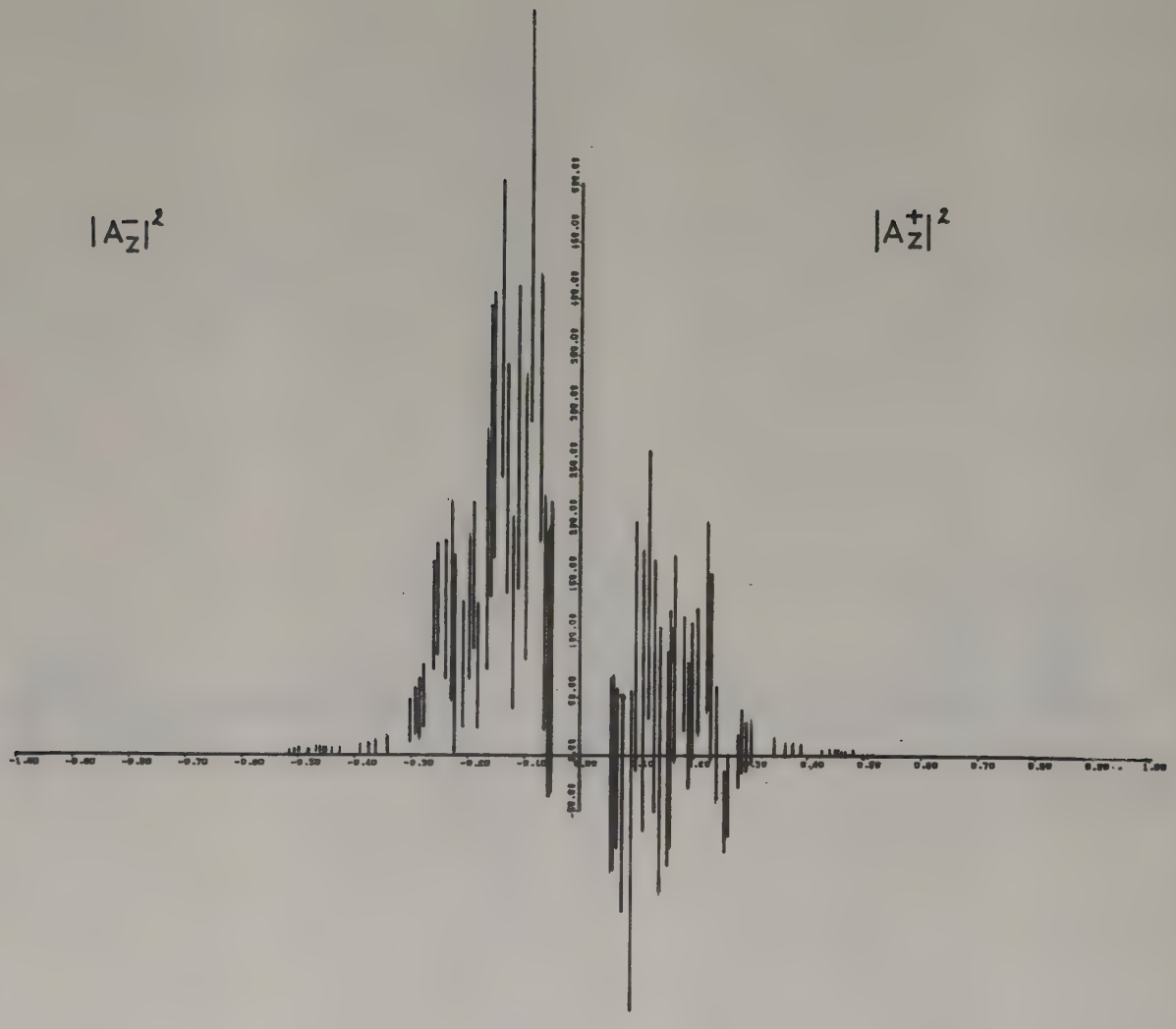


PLANCHE II_19

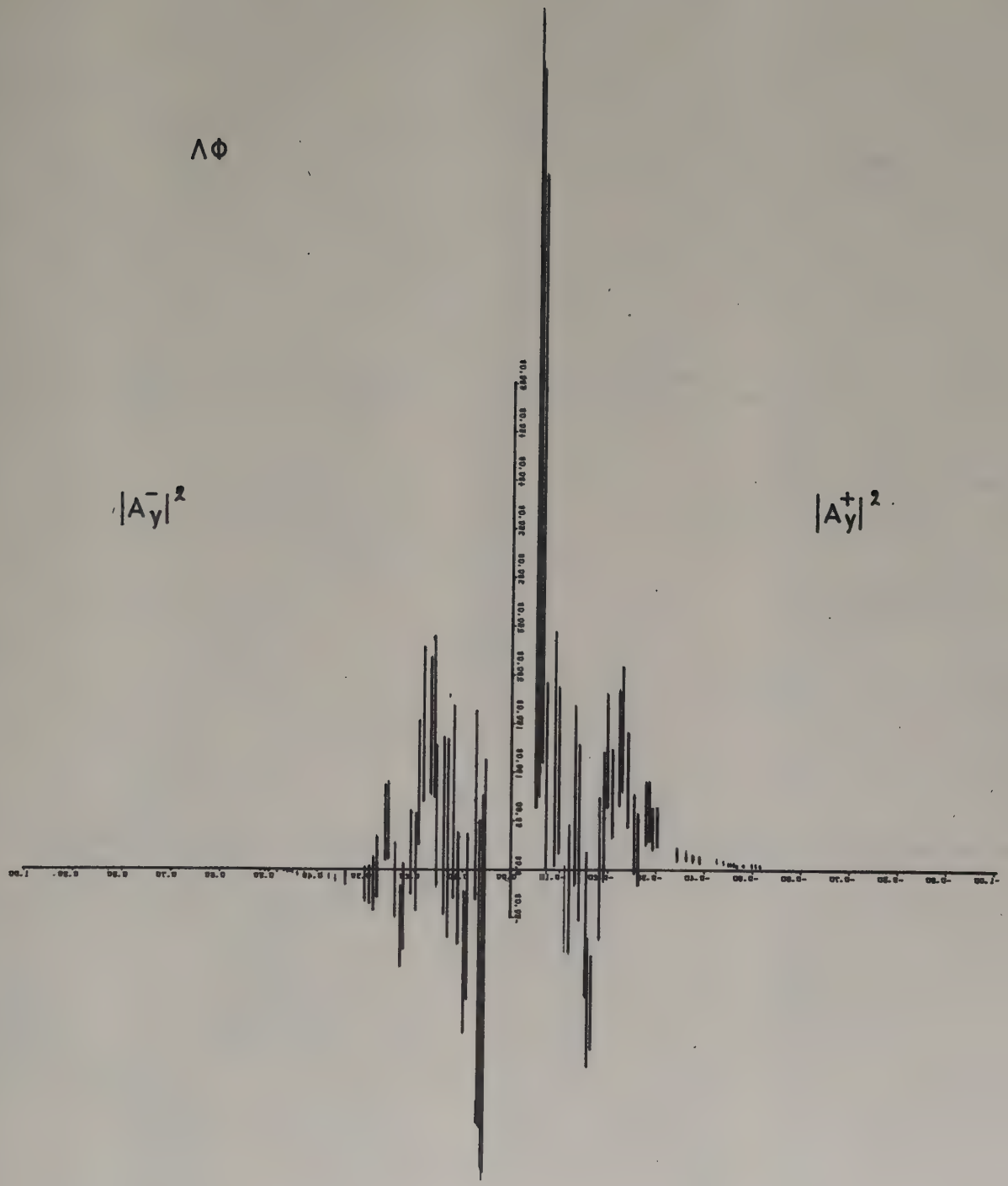


PLANCHE II_20

$\Lambda\Phi$

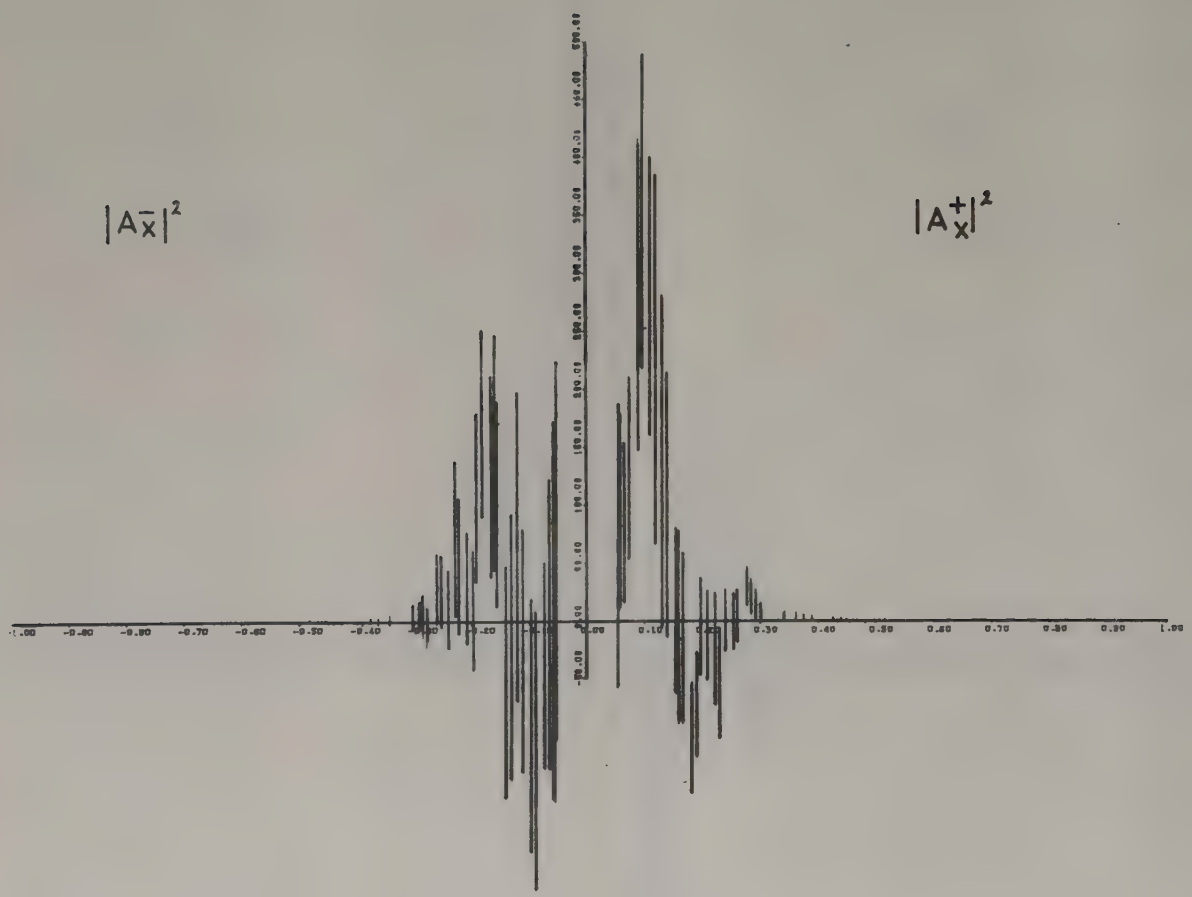


PLANCHE II_21

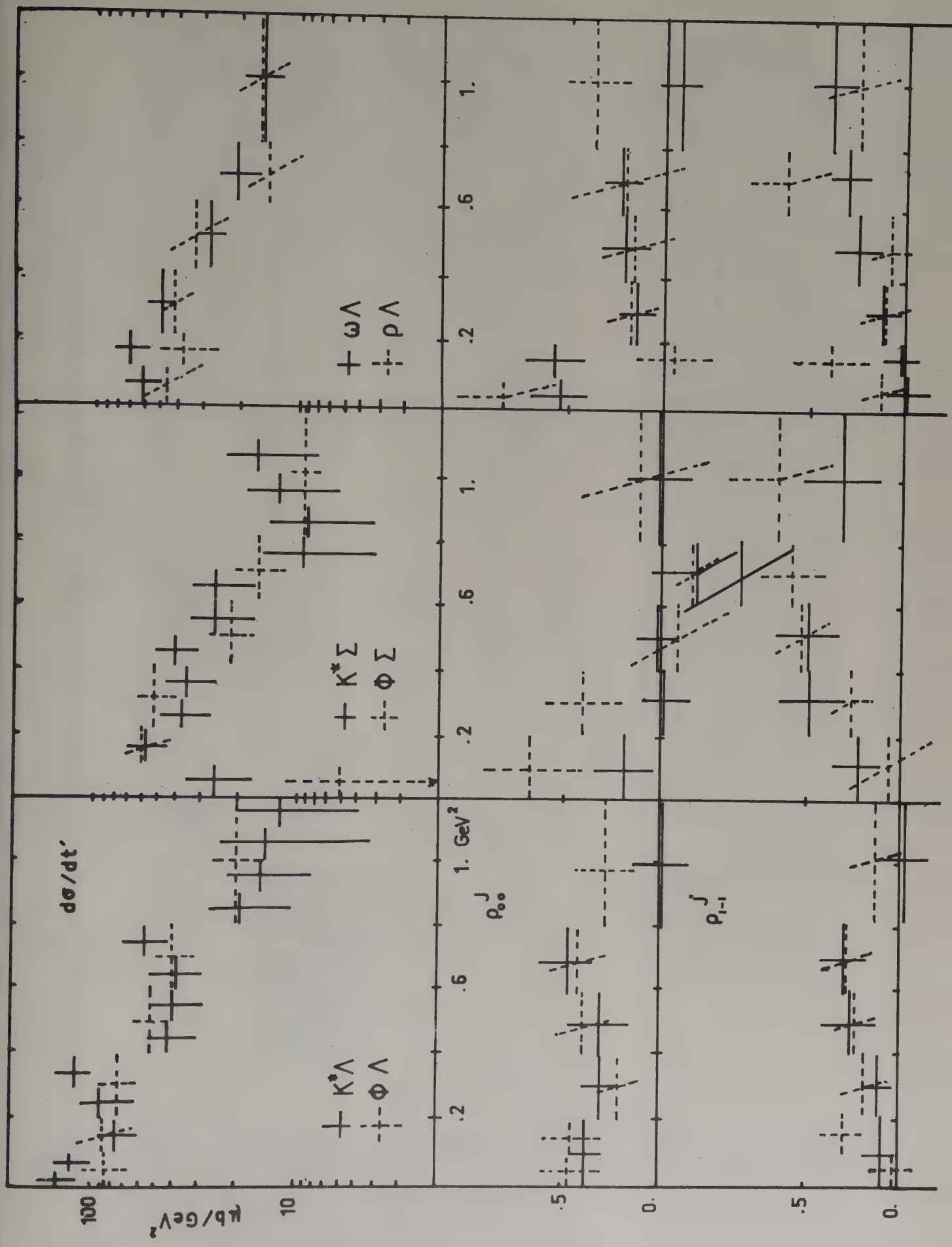
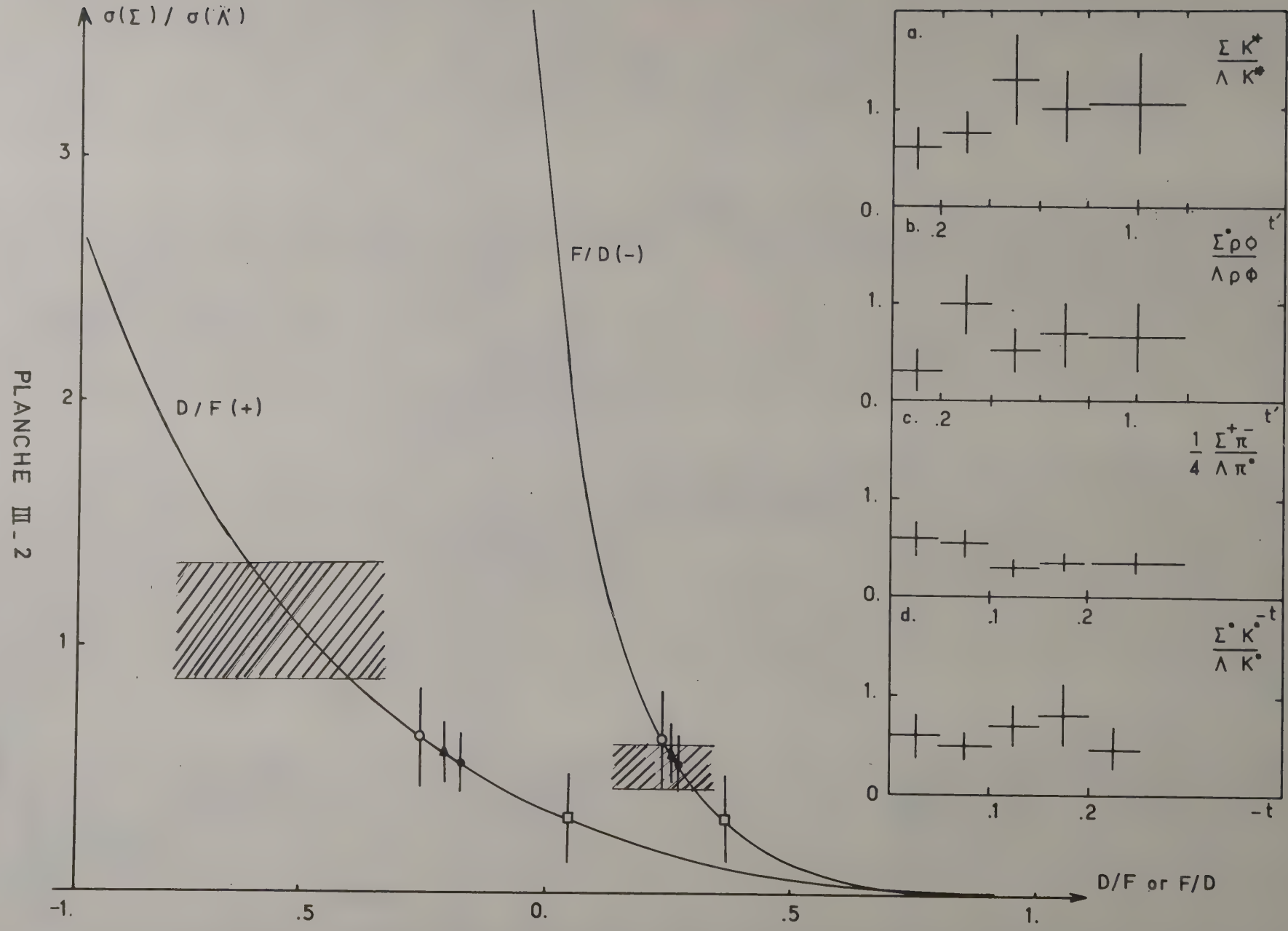


PLANCHE III_1


σ(Σ) / σ(Λ)
PLANCHE III-2
D/F (+)
F/D (-)
D/F or F/D
-1.
.5
0.
.5
1.
3
2
1
a.
Σ K*
Λ K*
b.
Σ ρ φ
Λ ρ φ
c.
1/4 Σ⁺π⁻
Λ π°
d.
Σ° K°
Λ K°
t'
-t
.2
.1
1.
0.

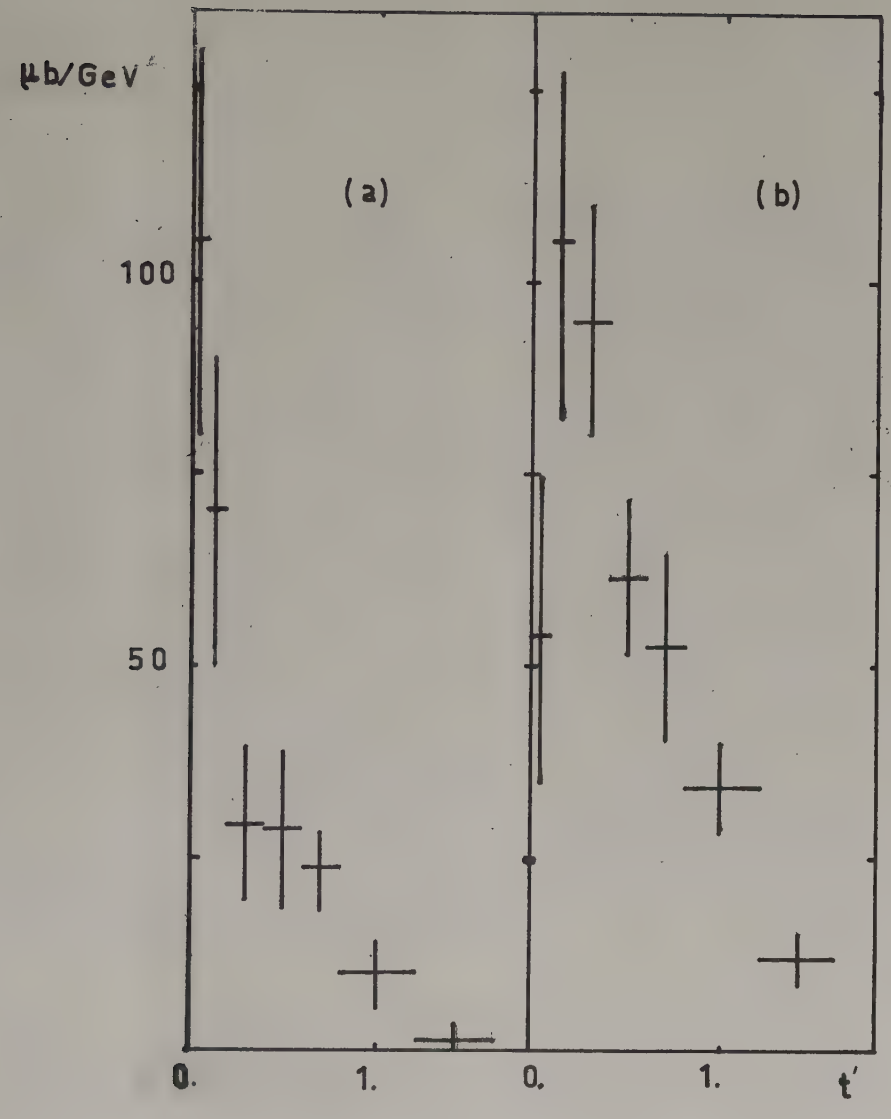


PLANCHE III.3

A P P E N D I C E I

Nous voulons donner ici une définition covariante et claire des systèmes d'axes et des conventions que nous avons utilisés pour l'étude des matrices densité, la distribution angulaire des produits de la désintégration en deux ou trois corps de la particule étudiée servant d'analyseur de polarisation. Habituellement les distributions angulaires se décrivent à l'aide des projections d'un trivecteur associé à l'état final de la désintégration sur les trois axes d'une triade liée aux autres particules de la réaction, toutes ces grandeurs étant définies dans le système où la particule qui se désintègre est au repos ; cela nécessite quelques transformations de Lorentz. Savoir définir les axes de référence et les analyseurs de polarisation de manière covariante est, plus qu'un exercice d'école, un moyen d'écrire et de programmer très simplement et directement dans le système du laboratoire où sont faites les mesures, le calcul des éléments de matrice(*). L'obtention de ces scalaires ne nécessite que deux opérations : un produit scalaire et un produit vectoriel dans l'espace de Minkowski.

A) Pour arriver à cette fin il est bon de rappeler les notations habituelles et quelques relations utiles.

(*) Nous suivons ici aussi bien Doncel, Michel et Minnaert dans la réf. 12 que Moussa (thèse, réf. 25) et Berman Jacob (réf. 27).

Nous notons $g^{\mu\nu} = g_{\mu\nu}$ le tenseur métrique et $\varepsilon^{\lambda\mu\nu\rho} = - \varepsilon_{\lambda\mu\nu\rho}$ le tenseur complétement antisymétrique. Les indices sont haut ou bas selon qu'ils sont contravariants ou covariants. Les indices grecs ($\lambda\nu\gamma$) prennent les quatre valeurs 0 1 2 3 et les indices latins (ijk) les trois valeurs 1 2 3. Nous utilisons la convention courante de sommation sur les indices répétés en haut et en bas. La métrique de l'espace de Minkowski est $g^{oo} = 1$, $g^{oi} = g^{io} = 0$, $g^{ij} = - \delta_{ij}$.

On a les relations utiles suivantes :

$$\varepsilon^{\lambda\mu\nu\rho}\ \varepsilon_{\lambda\mu\nu\rho} = - 4\ !$$

$$\varepsilon^{\lambda\mu\nu\rho}\ \varepsilon_{\lambda\mu\nu\sigma} = - 3\ !\ g^{\rho}_{\sigma}$$

$$\varepsilon^{\lambda\mu\nu\rho}\ \varepsilon_{\lambda\mu\sigma\tau} = - 2\ !\ (g^{\nu}_{\sigma}\ g^{\rho}_{\tau} - g^{\nu}_{\tau}\ g^{\rho}_{\sigma})$$

$$\varepsilon^{\lambda\mu\nu\rho}\ \varepsilon_{\lambda\sigma\tau u} = - 1\ !\ (g^{\mu}_{\sigma}\ g^{\nu}_{\tau}\ g^{\rho}_{u} + g^{\mu}_{\tau}\ g^{\nu}_{u}\ g^{\rho}_{\sigma} + g^{\mu}_{u}\ g^{\nu}_{\sigma}\ g^{\rho}_{\tau}$$

$$- g^{\mu}_{\sigma}\ g^{\nu}_{u}\ g^{\rho}_{\tau} - g^{\mu}_{u}\ g^{\nu}_{\tau}\ g^{\rho}_{\sigma} - g^{\mu}_{\tau}\ g^{\nu}_{\sigma}\ g^{\rho}_{u})$$

- Le déterminant de quatre vecteurs p,q,r,s est par définition

$$\text{dét}\ (p,q,r,s) = \varepsilon_{\lambda\mu\nu\rho}\ p^{\lambda}\ q^{\mu}\ r^{\nu}\ s^{\rho}$$

- Le produit extérieur de trois quadrivecteurs p, q, r est par définition

$$t^{\rho} = \varepsilon^{\rho}_{\lambda\mu\nu}\ p^{\lambda}\ q^{\mu}\ r^{\nu} \qquad \text{noté}\quad t = p \wedge q \wedge r$$

Il est orthogonal à chacun des trois vecteurs : par exemple

$$p_{\rho}\ t^{\rho} = \varepsilon^{\rho}_{\lambda\mu\nu}\ p^{\eta}\ q^{\mu}\ r^{\nu}\ p_{\rho} = 0$$

et vérifie $\forall$ s :

$$\text{dét } (s, p, q, r) = \varepsilon_{\rho\sigma\tau u}\, s^{\rho}\, p^{\sigma}\, q^{\tau}\, r^{u} = s^{\rho}\, t_{\rho} :$$

$t^{\rho}\, t_{\rho} \leqslant 0$ si p, q et r sont de genre temps.

Dans un système où l'on a une relation linéaire entre les parties spatiales des trois vecteurs : $\alpha_p \vec{p} + \alpha_q \vec{q} + \alpha_r \vec{r} = \vec{0}$ c'est-à-dire où le vecteur $s = \alpha_p\, p + \alpha_q\, q + \alpha_r\, r$ est de la forme $s^\circ, \vec{0}$ nous obtenons :

$$t^{\circ} = \varepsilon^{\circ}_{ijk}\, p^{i}\, q^{j}\, r^{k} = \frac{1}{\alpha_p}\, \varepsilon^{\circ}_{ijk}\, s^{i}\, q^{j}\, r^{k} = 0$$

et $$t^{i} = \frac{1}{\alpha_p}\, \varepsilon^{i}_{ojk}\, s^{\circ}\, q^{j}\, r^{k} = \frac{s^{\circ}}{\alpha_p}\, \varepsilon^{i}_{jk}\, q^{j}\, r^{k}$$

où ε^{i}_{jk} désigne le tenseur complétement antisymétrique à trois indices. Cette dernière égalité peut se noter $\vec{t} = \frac{s^{\circ}}{\alpha_p}\, \vec{q} \wedge \vec{r}$.

En particulier si $\vec{p} = \vec{0}$ $\qquad \vec{t} = p^{\circ}\, \vec{q} \wedge \vec{r}$

- Produit extérieur de deux vecteur p et q. Nous construisons avec eux deux 2 - vecteurs -

- Le premier $W^{\lambda\mu} = \varepsilon^{\lambda\mu}_{\nu\rho}\, p^{\nu}\, q^{\rho}$ est orthogonal à p et q c'est-à-dire que $\forall r$

$$W_{\lambda\mu}\, p^{\lambda}\, r^{\mu} = \varepsilon_{\lambda\mu\nu\rho}\, p^{\nu}\, q^{\rho}\, p^{\lambda}\, r^{\mu} = 0 \text{ et } \varepsilon_{\lambda\mu\nu\rho}\, p^{\nu}\, q^{\rho}\, q^{\lambda}\, r^{\mu} = 0$$

Dans le cas où $s = \alpha_p\, p + \alpha_q\, q$ est de la forme $s^\circ, \vec{0}$ les seuls termes non nuls sont $\frac{s^{\circ}}{\alpha_p}\, \varepsilon^{ij}_{ok}\, q^{k}$ appliqué à deux vecteurs r et t on obtient le scalaire $\frac{s^{\circ}}{\alpha_p}\, \varepsilon^{ij}_{ok}\, q^{k}\, r_i\, t_j = \frac{s^{\circ}}{\alpha_p}\, \vec{q} \,.\, (\vec{r} \wedge \vec{t})$

- Le deuxième $V^{\sigma\tau} = \varepsilon^{\sigma\tau}_{\lambda\mu}\, \varepsilon^{\lambda\mu}_{\nu\rho}\, p^{\nu}\, q^{\rho} = p^{\sigma}\, q^{\tau} - q^{\sigma}\, p^{\tau}$ (*)

définit une rotation de $\frac{\pi}{2}$ dans le plan p, q ; en particulier appliqué à p il nous fournit un vecteur orthogonal :

$$(p_\sigma\, q^{\tau} - q_\sigma\, p^{\tau})\, p^{\sigma} = p^2\, q^{\tau} - (p \,.\, q)\, p^{\tau} \quad \text{vérifie}$$

$$\varepsilon^{\lambda\mu}_{\sigma\tau}\, \varepsilon_{\lambda\mu\nu\rho}\, p^{\mu}\, q^{\rho}\, p^{\sigma}\, p^{\tau} = 0$$

et nous avons ainsi une base orthogonale du plan (p , q).

Dans le cas de dépendance de la partie spatiale les seules composantes non nulles sont $\frac{s_o}{\alpha_p}\, q^i$ et $- q_i\, \frac{s^o}{\alpha_p}$.

Appliqué à un vecteur r il nous fournit le vecteur $t = \frac{s_o}{\alpha_p}\, \vec{q}.\, \vec{r}$, $- \frac{s_o\, r^o}{\alpha_p}\, \vec{q}$ dont la partie spatiale est colinéaire à $\vec{q}$ et donc à $\vec{p}$.
Si r n'est autre que s t = 0, $- \frac{s_o^2}{\alpha_p}\, \vec{q}$.

Remarque : si nous avons une base orthonormée (t_1, t_2, t_3, t_4)

$$V^{\lambda\mu}(t_1, t_2) = W^{\lambda\mu}(t_3, t_4)$$

(*) $V_{\lambda\mu}$ et $W_{\lambda\mu}$ sont reliés aux semi-bivecteurs (voir réf. 26) en remarquant que $F^{+}_{\mu\nu} = W_{\mu\nu} + i\, V_{\mu\nu}$; $F^{-}_{\mu\nu} = -W_{\mu\nu} + i\, V_{\mu\nu}$

$$e^{i}(p, q) = F^{+}_{io}(p, q), \quad \hat{e}^{i}(p, q) = F^{-}_{io}(p, q)$$

Dans le cas de dépendance linéaire des parties spatiales
$V_{io} = 0$ et $e^{i}(q, p) = W_{io}(q, p)$.

B) Munis de ces connaissances examinons quels sont les systèmes d'axes orthonormés simplement liés à la réaction

$$K^- + p \to Y + M$$

où M désigne le méson produit et Y le baryon.

Nous notons par la même lettre la particule et son impulsion.

Les quatre vecteurs sont liés par la relation

$$K + p - Y - M = 0$$

et nous en choisissons trois indépendants : K, p, - M par exemple.

Nous nous proposons d'analyser l'état de polarisation de M donc une distribution angulaire dans le système de repos de M par rapport à trois axes : la normale au plan de production, la ligne de vol de M dans le système du centre de masse de la voie choisie, le troisième axe étant déduit de ces deux par produit vectoriel.

La base de quadrivecteurs que nous envisageons doit donc avoir ce trièdre pour partie spatiale lorsque nous la considérons dans le système où M est au repos.

Le premier vecteur sera proportionnel à - M et normé soit $-\hat{M}$. Nous construirons ensuite la normale au plan de production : $N = K \wedge p \wedge (-M)$ et prendrons le vecteur normé correspondant $\hat{N}$ (*). Nous choisirons ensuite la voie par exemple la voie t dont le système du centre de masse est caractérisé par $\vec{K} - \vec{M} = \vec{0}$, la ligne de vol de M dans ce système est dans le plan

---

(*) Il vérifie la "convention de Bâle" qui prescrit : det (N, K, p, M) > 0 cf. le passage intitulé "covariant frames" dans le cours de Doncel, Michel et Minnaert (ref. 12).

(K, M) ; le troisième vecteur de la base sera donc orthogonal à ce plan, puisqu'à M et à la ligne de vol, et orthogonal à N, nous le construirons comme $N_p = - M_\Lambda K_\Lambda N$. Il ne reste plus, pour obtenir une base orthogonale, qu'à construire le vecteur du plan (K, M) orthogonal à M. Nous l'obtiendrons par la formule $N_K = - M_\Lambda N_{p\Lambda} N$.

Dans le système où M est au repos $\vec{N} \sim \vec{p}_\Lambda \vec{K}$, $N^\circ = 0$

$\vec{N}_p \sim - \vec{K}_\Lambda \vec{N}$, $N_p^\circ = 0$

$\vec{N}_K \sim \vec{K}$, $N_K^\circ = 0$

L'indication précise des systèmes utilisés pour chaque voie est contenue dans le tableau récapitulatif qui termine cet appendice.

Précisons l'axe de quantification. Il est par convention le dernier. Un système est dit de transversité lorsque l'axe de quantification est la normale au plan de production. Il est dit d'hélicité lorsque l'axe de quantification est la ligne de vol de la particule étudiée dans le système du centre de masse de la voie choisie (le dernier axe que nous avons construit).

Remarque : nous avons su construire toute la tétrade avec une seule opération : un produit extérieur dont le résultat est normé.

Notons le VECT. Ecrivons alors un exemple de calcul de tétrade : le système de transversité voie t pour la désintégration du méson

$$N_z = \text{VECT } (K, P, - M)$$
$$N_x = \text{VECT } (K, N_z, - M)$$
$$N_y = \text{VECT } (N_x, N_z, - M)$$

C) Quelles quantités angulaires pouvons-nous attacher à une désintégration de P en deux ou trois corps ?

Remarquons bien que l'un des axes de la tétrade de référence est précisément le vecteur P. Les quantités caractéristiques de la désintégration pourront donc se repérer dans le 3 - plan orthogonal à P qui lorsque P est au repos n'est autre que l'espace ordinaire à trois dimensions ; nous le noterons généralement E.

a) désintégration en deux corps $P \to P_1 + P_2$

P_1 et P_2 définissent un 2 - plan passant par P soit une droite dans E de vecteur directeur D. La désintégration est complétement définie par les projections de D sur les trois vecteurs de la tétrade distincts de P (notés N_1, N_2, N_3) soit par $N_1 D$; $N_2 D$; $N_3 D$.

Ecrivons cela : le 2 - plan est défini par $\varepsilon_{\lambda\mu\nu\rho} P_1^\nu P_2^\rho$ ou $\varepsilon_{\lambda\mu\nu\rho} P_1^\nu P^\rho$. Appliquons-le à deux des vecteurs de base :

$$\varepsilon_{\lambda\mu\nu\rho} P_1^\nu P^\rho N_1^\lambda N_2^\mu = |P| P_1 \cdot N_3$$

où nous utilisons explicitement le fait que (P, N_1, N_2, N_3) est une tétrade.

b) désintégration en trois corps $P \to P_1 + P_2 + P_3$.

Nous pouvons associer à cette réaction une tétrade comme nous l'avons fait précédemment pour la réaction $K^- + P \to Y + M$ en prenant pour axes la normale au plan de désintégration : $N = P_1 \wedge P_2 \wedge P_3$ puis P puis $P'' \sim N \wedge P_1 \wedge P$ puis $P' \sim N \wedge P \wedge P''$.

Une telle tétrade a un axe commun avec la tétrade de référence et est donc déterminée par la donnée de trois angles dont deux peuvent spécifier la position de N. On peut montrer (réf. 27) que dans le cas de la désintégration d'un méson 1^- en trois mésons pseudoscalaires seule la distribution de la normale fournit une information sur la matrice densité.

En conclusion nous saurons calculer dans le système du laboratoire les éléments de la matrice densité dans la simple mesure où nous saurons faire des produits scalaires et vectoriels dans l'espace à 4 dimensions.

Exemples :

Dans le cas d'une désintégration en trois corps nous construisons :

N = VECT (P_1, P_2, P_3) puis, notant par SCAL le produit scalaire de deux quadrivecteurs:

$\cos\theta$ = SCAL (N, N_z), $\sin\theta\cos\phi$ = SCAL (N, N_x), $\sin\theta\sin\phi$ = SCAL(N, N_y) pour décrire les caractéristiques de la désintégration en coordonnées semi-polaires.

De même pour une désintégration en deux corps :

$$\cos\theta = \text{SCAL}(N_x, \text{VECT}(N_y, P_1, P_2)) \sim \text{SCAL}(N_z, \hat{P}_1)$$
$$\sin\theta\cos\phi = \text{SCAL}(N_y, \text{VECT}(N_z, P_1, P_2)) \sim \text{SCAL}(N_x, \hat{P}_1)$$
$$\sin\theta\sin\phi = \text{SCAL}(N_z, \text{VECT}(N_x, P_1, P_2)) \sim \text{SCAL}(N_y, \hat{P}_1)$$

Tableau récapitulatif des systèmes d'axes utilisés

pour $K^- + p \to M + Y$

$Y \to p + \pi^-$

$M \to 0^- + 0^-$

ou $0^- + 0^- + 0^-$ lorsque M est un 1^-

La quantification est faite selon N_z.

Pour les systèmes d'hélicité et de transversité d'une même voie N_x est le même.

Soit N_p la normale au plan de production : $N_p = p_K \wedge p_p \wedge (-p_M)$

Nous écrirons les tétrades uniquement pour le méson M.

voie s : on lui associe le Y soit $\tilde{p}_Y = (p_Y^2\, p_M - p_M \cdot p_Y\, p_Y)$

- système de transversité

$(M, N_x, \tilde{p}_Y, N_p)$ où $N_x = M \wedge \tilde{p}_Y \wedge N_p = M \wedge p_Y \wedge N_p$

- système d'hélicité

$(M, N_x, N_p, -\tilde{p}_Y)$

voie t : on lui associe le K^- soit $\tilde{p}_K = -(p_K^2\, p_M - p_M \cdot p_K\, p_K)$

- système de transversité

$(M, N_x, \tilde{p}_K, N_p)$ où $N_x = -M \wedge p_K \wedge N_p$

- système d'hélicité (dit de Jackson)

$(M, N_x, N_p, -\tilde{p}_K)$

voie u : on lui associe alors le p soit $\tilde{p}_p = -(p_p^2\, p_M - p_M \cdot p_p p_p)$

- système de transversité

$(M, N_x, \tilde{p}_p, N_p)$ où $N_p = -M \wedge p_p \wedge N_p$

- système d'hélicité

$(M, N_x, N_p, -\tilde{p}_p)$

A P P E N D I C E I I

Expressions des moments utilisés pour l'estimation des éléments de la matrice densité.

Notation : Soit P la particule dont nous étudions la désintégration.

N_p le quadrivecteur caractéristique de cette désintégration.

N_1, N_2, N_3 forment avec P la tétrade associée à cette particule.

Nous notons z ou $\cos\theta$ la quantité $N_p \cdot N_3$

x ou $\sin\theta\cos\phi$ la quantité $N_p \cdot N_1$

y ou $\sin\theta\sin\phi$ la quantité $N_p \cdot N_2$

Nous pouvons écrire alors :

- pour un spin $\frac{1}{2}$

$$P_z = \frac{3}{\alpha} < z >$$

$$P_x = \frac{3}{\alpha} < x >$$

$$P_y = \frac{3}{\alpha} < y >$$

- pour un spin 1

$$\rho_{00} = -\frac{1}{2} + \frac{5}{2} < z^2 >$$

$$\rho_{11} + \text{Re}\ \rho_{1-1} = -\frac{1}{2} + \frac{5}{2} < y^2 >$$

$$\rho_{11} - \text{Re}\ \rho_{1-1} = -\frac{1}{2} + \frac{5}{2} < x^2 >$$

$$\text{Im}\ \rho_{1-1} = \frac{5}{4} < x\ y >$$

$$\text{Re}\ \rho_{10} = -\frac{5}{2\sqrt{2}} < z\ x >$$

$$\text{Im}\ \rho_{10} = \frac{5}{2\sqrt{2}} < z\ y >$$

- pour un spin 2 (désintégration $2 \to 0 + 0$)

$$\rho_{00} = -\frac{1}{2} + \frac{7}{8} <(1 - 3\ z^2)^2>$$

$$\rho_{11} + \text{Re}\ \rho_{1-1} = -\frac{1}{2} + \frac{21}{2} <y^2\ z^2>$$

$$\rho_{11} - \text{Re}\ \rho_{1-1} = -\frac{1}{2} + \frac{21}{2} <z^2\ x^2>$$

$$\rho_{22} + \text{Re}\ \rho_{2-2} = -\frac{1}{2} + \frac{21}{8} <(x^2 - y^2)^2>$$

$$\rho_{22} - \text{Re}\ \rho_{2-2} = -\frac{1}{2} + \frac{21}{2} <x^2\ y^2>$$

$$\text{Im}\ \rho_{1-1} = -\frac{21}{2} <x\ y\ z^2>$$

$$\text{Im}\ \rho_{2-2} = -\frac{21}{4} <x\ y\ (x^2 - y^2)>$$

$$\text{Re}\ \rho_{20} = -\frac{7\sqrt{6}}{16} <(x^2 - y^2)(1 - 3\ z^2)>$$

$$\text{Im}\ \rho_{20} = -\frac{7\sqrt{6}}{16} <x\ y\ (1 - 3\ z^2)>$$

DEUXIEME PARTIE

		Pages
	Etude de réactions d'échange d'hypercharge à 4 GeV/c.	59
Introduction		61
Chapitre I	Description de notre expérience et du traitement appliqué aux photographies de la chambre à bulles.	63
A)	Résumé historique et chiffré.	63
B)	Extraction des "événements réduits". Examen des points originaux de la chaîne de traitement.	66
C)	Identification d'états finals séparés, leurs biais.	81
Chapitre II	Analyse expérimentale des réactions à deux corps.	99
A)	Méthode d'analyse des états de polarisation dans les réactions $0^- + 1/2^+ \rightarrow 1/2^+ + n^{(-)^n}$.	100
B)	Allure des distributions expérimentales.	120
Chapitre III	Interprétation, dans le cadre d'un modèle d'échange d'octets, des similitudes que présentent ces diverses réactions.	129
A)	Description par un modèle d'échange d'octets de SU3 des réactions où le vertex baryonique est donné.	132
B)	Comparaison dans le cadre d'un modèle d'échange d'octets de SU3, des réactions où un système ΛM est produit avec celles où un système $\Sigma^\circ M$ est produit.	143
Conclusion		151
Références		153
Tables		155
Table des Planches		165
Planches		169
Appendice I		205
Appendice II		215

TABLE DES MATIERES

PREMIERE PARTIE

Développement de méthodes de reconnaissance des formes adaptées aux chambres à bulles.

		Pages
Introduction		1
Chapitre I	Caractéristiques physiques des clichés de chambre à bulles et des images digitales que l'on en tire.	3
A)	La photographie	4
B)	Le traitement au HPD	6
C)	Le signal, ses divers aspects	9
Chapitre II	Les méthodes mathématiques.	13
A)	Position du problème	14
B)	Techniques mathématiques utilisées pour le filtrage	17
C)	Algorithmes de filtrage	28
Chapitre III	Résultats.	35
A)	Schéma du traitement d'un signal, sa programmation	35
B)	Applications	42
Conclusion		49
Table des planches		51
	Planches	52

Je veux remercier ici, Monsieur le Professeur Louis Leprince-Ringuet qui d'abord m'accueillit en son laboratoire du Collège de France.

J'y trouvai la tutelle amicale de Claude Marie Pelletier. André Astier veilla sur moi.

Je construisis la prémesure avec Messieurs Lebois, Marchand Monnot et Rist, et singulièrement Geneviève Moynot qui conçut et réalisa l'électronique. Puis Madame Le Gal dirigea les mesures avec une patience active.

Le HPD tourna par la grâce efficace de Monsieur G. Reboul. Messieurs Touré et Da Piedade l'entourèrent de leurs soins zélés et jaloux. Monsieur Ton That guida les pas du filtre ancien avec un art méticuleux, Madame Dubourdeau y prêta son concours.

Je leur en suis reconnaissant.

Le nouveau filtre doit beaucoup à la rapidité et la persévérance d'Evelyne Lebreton.

Qu'eut-il été de ce travail sans les conseils judicieux de Bernadette Garic, la diligence aimable de Monsieur Terranova et des opérateurs du Centre de Calcul de Physique Nucléaire dirigé par Michel Bloch.

Qu'ils trouvent ici l'expression de ma gratitude.

A l'Ecole Polytechnique j'ai trouvé la direction ferme et éclairée de Monsieur le Professeur Bernard Grégory qui a patronné cette thèse, et mon travail eut pour cadre moins une équipe de chercheurs qu'un groupe d'amis, Jean Badier, ma femme Ioana, Etienne Barrelet, André Rougé; ces derniers m'ont tant aidé dans ce travail. Il m'est difficile d'apprécier tout ce que je leur dois.

Je remercierai aussi mes collaborateurs de Saclay : Messieurs A. Lèvêque, J.P. de Brion, J.R. Hubbard, L. Moscoso; puis Messieurs M. Abramovich et L. Montanet pour les résultats qu'ils m'ont communiqués et les utiles entretiens que j'ai pu avoir avec eux au CERN.

Madame Claire Boniface, Madame Brigitte Lépine et Mademoiselle Marie-Françoise Leveau m'ont apporté leur concours tant pour la réalisation des dessins que pour la dactylographie qu'a réalisée dans des conditions particulièrement serrées Madame Josiane Terrié avec une aisance, une justesse de goût et une amabilité admirable.

Messieurs Arbousse, Orillon et Zemiri ont assuré l'impression avec une remarquable bonne volonté, efficace et rapide.

Je leur en suis reconnaissant.

UNIVERSITE DE PARIS-SUD

CENTRE D'ORSAY

PERMIS D'IMPRIMER

Doctorat d'ETAT

Thèse de SCIENCES PHYSIQUES

Nom VIDEAU

Prénoms Henri Louis Robert

Date et lieu de naissance 17 Juillet 1943 à ALGER (algérie)

SUJET :

Thèse : " Développement de méthodes de reconnaissance de formes adaptées aux chambres à bulles. Etude de réactions d'échange d'hypercharge à 4 GeV/c"

Vu et approuvé :

Orsay, le 5 Mai 1972

Le Vice-Président du Centre d'Orsay :